



# Étude du noyau d' $^9\text{He}$ via la réaction de transfert d( $^8\text{He}$ , p) à 15.4 MeV/nucléon

T. Al Kalanee

## ► To cite this version:

T. Al Kalanee. Étude du noyau d' $^9\text{He}$  via la réaction de transfert d( $^8\text{He}$ , p) à 15.4 MeV/nucléon. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2010. Français. NNT: . tel-00557105

**HAL Id: tel-00557105**

**<https://theses.hal.science/tel-00557105>**

Submitted on 18 Jan 2011

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



**UNIVERSITÉ de CAEN/BASSE-NORMANDIE**  
U.F.R. des SCIENCES  
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

## **THÈSE**



présentée par

**Mr Tarek AL KALANEE**

Et soutenue

**Le 17-12-2010**

En vue de l'obtention du

**DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN**



**Spécialité :**

Constituants Élémentaires et Physique Théorique

**Arrêté du 7 août 2006**

**Titre :**

**Étude du noyau d' $^9\text{He}$  via la réaction de transfert  $d(^8\text{He}, p)$  à 15.4 MeV/nucléon**

### **MEMBRES du JURY**

Mr	Didier Beaumel	Directeur de recherche CNRS, IPN Orsay	(Rapporteur)
Mr	Riccardo Raabe	Professeur, Université de LEUVEN (Belgique)	(Rapporteur)
Mme	Francesca Gulminelli	Professeur, Université de CAEN	
Mr	David Lunney	Directeur de recherche CNRS, CSNSM Orsay	
Mr	Nigel Orr	Directeur de recherche CNRS, LPC Caen	(Directeur de thèse)
Mme	Patricia Roussel-Chomaz	Ingénieur-Chercheur, CEA-Saclay , GANIL	(Co-directeur de thèse)



## Remerciements

C'e sont les derniers mots que j'écris dans ce manuscrit et sont les plus durs car ils résumant mes sentiments envers les personnes qui m'ont soutenues tout au long de ces trois ans.

Avant tout je tiens à remercier les membres du jury : Francesca Gulminelli, David Lunney et en particulier les rapporteurs : Didier Beaumel et Riccardo Raabe, qui ont accepté de consacrer du temps pour lire ce manuscrit, pour leurs remarques, le grand intérêt qu'ils ont porté au développement de ce travail et leurs bons conseils d'avenir.

Je remercie aussi chaleureusement le directeur du laboratoire Monsieur Jean-Claude Steckmeyer pour m'avoir accueilli ainsi que les équipes des chercheurs et des étudiants pour l'aide qu'ils m'ont apportés et pour l'amitié avec beaucoup d'entre eux dont je suis fière. Je remercie également les équipes informatiques, administratifs et techniques sans exception.

Un merci spécial pour Monsieur Marc LEVALLOIS, qui m'a accueilli lors de mon arrivée en France.

Ce travail était le fruit d'un travail d'équipe, les chefs de cette équipe "Patricia et Nigel" étaient d'excellent superviseurs et j'ai eu la chance de tomber sur les meilleurs chercheurs dans la domaine des exotiques. Alors, permettez-moi de vous dédier mes sincères remerciement. Patricia, j'étais, pour toi, un étudiant exotique difficile à sonder et à contrôler durant ces quatre ans mais c'est fini maintenant. D'ailleurs, quand j'ai rencontré une de tes anciennes étudiantes, elle m'a dit que je suis le seul étudiant que tu as encadré et elle m'a dit "On va voir si Patricia est mieux comme directeur avec les garçons ou avec les filles". Je ne sais quelle en est le résultat, mais ce que je suis certain que le travail avec toi m'a beaucoup apporté et a été un vrai plaisir. Nigel, ton sourire permanent ma rendu optimiste et tes encouragements m'a confiance et m'a fait marcher fermement vers mon but. Tes conseils étaient toujours de grande qualité. Je te remercie

aussi de m'avoir accepté dans ton équipe car grâce à cette situation j'ai eu une chance de travailler avec toi et de rencontrer de gens très sympas au LPC.

Les calculs théoriques présentés dans ce travail ont été fait avec l'aide de Krzysztof Rusek et Nicholas Keeley. Je vous remercie messieurs pour la patience que vous avez montrée envers mes questions et mes demandes et surtout K. Rusek pour ces réponses détaillées et pédagogiques comme pour son participation à la réalisation de l'expérience.

L'expérience au GANIL a été réalisée grâce aux personnes que je tiens à remercier chaleureusement : Y. Blumenfeld, N. de Sereville, L. Gaudefroy, A. Gillibert, J. Guillot, H. Iwasaki, S. Krupko, V. Lapoux, W. Mittig, X. Mougeot, L. Nalpas, L. Pollaco, T. Roger, H. Savajols, S. Sidorchuk, I. Strojek et D. Suzuki.

Je tiens à remercier aussi Monsieur Antoine Kahwati du GANIL pour l'aide et le soutien qui m'a apporté pendant mon séjour au GANIL et même après.

Je tiens aussi à remercier les personnes du groupe exotique au LPC qu'elles m'ont soutenu au long de ma thèse et que je liste ici : Lynda Achouri, Franck Delaunay, Parlog Marian, Miguel Marques, Giacomo Randisi et Matthieu Senoville.

Je dédie un grand merci à François De Oliviera, tu étais le premier à m'accueillir dans ton groupe, à avoir confiance en moi, tu as vu tout de suite le vrai Tarek et tu m'as traité d'égal à égal. J'apprécie en toi ton respect envers les autres et tes qualité de chercheur, celui qui essaie toujours de tout savoir et de tout comprendre, le chercheur qui donne beaucoup sans rien demander. Tu as l'une des personnes qui ont marqué ma vie pour toujours, je te remercie de tout mon cœur.

Je n'ai pas trouvé des mots pour remercier la personne qui m'a pris la main depuis le début de ma thèse, m'a suivi pas à pas, qui a trouvé toujours des réponses à mes questions "exigeantes". Merci Julien pour ta patience et ton soutien infini pour moi pendant trois longues années. Je salue chez toi tes qualités et ta bonne humeur. Tu étais pour moi le "grand frère" qui m'a beaucoup donné pour arriver jusqu'à la dernière ligne droite. Je me rappelle la première fois quand je t'ai rencontré, tu m'as dit "on va s'amuser". En fait j'ai pas compris comment on pouvait s'amuser avec la physique nucléaire ! mais j'ai réaliser plus tard que le travail avec toi est un plaisir car tu es capable de tout simplifier. Enfin, tes aides et tes conseils m'ont permis de bien voir mon chemin. Je ne peux pas simplement te remercier car cela n'est pas à la hauteur de ton travail avec moi.

Quand on parle de l'Espagne, on parle du soleil et du beau temps, mais moi je vous parle de Beatriz, qui ma donné beaucoup de son savoir faire et qui m'a encouragé à donner toujours le meilleur de moi-même. Je te remercie Bea de tout mon cœur pour tous les l'aides et pour ta présence toujours utile et toujours chaleureuse. Grâce à toi, j'ai pu traverser des problèmes compliqués dans mon travail, tu m'as fait beaucoup avancer et

tu as laissé dans ma mémoire des souvenirs inoubliable. Merci encore et encore.

Je tiens à remercier Mes préférés Carole, Anne et Maximilien. Vous étiez des vrais amis, vous étiez là pour moi quand j'avais besoin de vous. Même si les distances nous séparent, vous resterez toujours dans mon cœur.

Un grand merci pour Safwan, et Nicolas pour leur soutien et leur amitié ainsi que la famille Alkwarit, Walid, Safaa et Hadil pour leurs aides et leur amitié.

J'ai eu beaucoup de chance de rencontrer une famille pas comme les autres. Jean-Luc et Marie-Rose Lefrère, vous êtes une vraie famille pour moi. Vous m'avez donné beaucoup d'amour et d'attention, nous avons passé ensemble de très très bons moments. Marie-Rose, merci pour ton grand cœur, merci pour l'attention qui tu m'as apporté. Tu es inoubliable et tu compte beaucoup pour moi. Jean-Luc, j'adore ta cuisine et ton accueil chaleureux, mais tu ne m'as pas appris la pêche encore ! Vous resterez gravés dans mon cœur à jamais.

Quand je parle des personnes qui ont marqué ma vie je dois forcément parler de la famille Kassouha. Soulieman, Ghazal, Line et Naya, vous étiez loin de moi mais vous êtes et vous resterez toujours présent dans mes pensées.

Dalia (Dello), Est-ce que je peux simplement te remercier ? Non, je ne pense pas car tu mérites beaucoup plus. Tu as marqué ma vie d'amitié, d'amour et de très bonnes souvenirs. Tu m'a supporté une très longue année et tu ne pouvais rien faire (c'était ton destin). Tu m'as beaucoup donné et dans ces lignes je ne peux rien te dire d'autre que tu es ma meilleure amie.

Kamel, quand je me rappelle les bons moments qu'on a passé en Syrie et l'amitié que nous rassemble je me rends compte combien c'est très important d'avoir un vrai ami dans la vie. Je profite de cette occasion de remercier aussi ta famille que j'aime tellement.

À mon père et ma mère je dois ma réussite ainsi qu'à ma sœur et mes deux frères. Sans vous, je ne serai pas là à écrire ces mots. Chaque moment passé sans vous ressemble à une éternité pour moi mais votre amour reste toujours plus fort que les distances. Sans oublier Yasr, qui est devenu à jamais un membre de la famille.

Lara, tu as donné du sens à ma vie. Ensemble nous avons traversé de nombreuses difficultés et avons surmonter tous les problèmes. Ensemble nous avons décidé d'aller vers l'avenir sans regarder le passé. Tu étais loin de moi mais tu étais toujours mon inspiration et ma force pour donner le meilleur de moi. Lara, tu es le précieux cadeau de ma vie et à toi je dédie ce travail.

Tarek AL KALANEE

Décembre 2010

## شُكْرًا

هَذِهِ هِيَ الْكَلِمَاتُ الْآخِرَةُ الَّتِي أَخْطَهَا فِي هَذِهِ الْأَطْرُوحَةِ وَالَّتِي تُعْتَبَرُ الْأَصْعَبُ لِأَنَّهَا تُلَخِّصُ مَشَاعِرِي تَجَاهَ أَشْخَاصٍ وَقَفُوا بِجَانِبِي طَوَالَ السَّنَوَاتِ الثَّلَاثِ الْآخِرَةِ.

بَاءءَ ذِي بَدْءٍ أَوْدُ أَنْ أَشْكُرَ أَعْضَاءَ اللِّجْنَةِ : فِرَانْشِيْسْكَا چِيلَامَانِيلِي ، دَافِيدَ لُونِّي وَ بِشْكَلِ خَاصِ الْمُدَقِّقِينَ : دِيدِيهِ بِيَوْمِلَ وَ رِيكَارْدُو زَابَّ وَ الَّذِينَ كَرَّسُوا وَقْتَهُمْ لِقِرَاءَةِ هَذِهِ الْأَطْرُوحَةِ وَ لِأَجْلِ مَلَاَحَظَاتِهِمُ الْقِيَمَةَ وَ الْإِهْتِمَامَ الْكَبِيرَ الَّذِي أَبَدُوهُ مِنْ أَجْلِ تَطْوِيرِ هَذَا الْعَمَلِ وَ نَصَائِحِهِمُ الْقِيَمَةَ مِنْ أَجْلِ الْأَعْمَالِ الْمُسْتَقْبَلِيَّةِ.

أَوْدُ أَنْ أَشْكُرَ أَيْضًا وَ بِحَرَارَةِ مُدِيرِ الْمَخْبَرِ السَّيِّدِ جَانَ كُلُودِ سِتْكِيمِرَ لِاسْتَقْبَلِهِ لِي بِالْإِضَافَةِ إِلَى فِرَقِ الْبَاحِثِينَ وَ الطَّلَّابِ لِلْمُسَاعَدَاتِ الَّتِي قَدَّمُوهَا لِي وَ لِلصَّدَاقَةِ الَّتِي قَامَتْ مَعَ مُعْظَمِهِمْ وَ الَّتِي أَفْتَحُرُ بِهَا، أَشْكُرُ أَيْضًا فِرَقَ الْمَعْلُومَاتِيَّةِ وَ الْفِرَقَ الْإِدَارِيَّةِ وَ التَّقْنِيَّةِ بِدُونِ إِسْتِثْنَاءٍ.

أَوْدُ أَنْ أُوَجِّهَ شُكْرًا خَاصًّا لِلْسَّيِّدِ مَارْكَ لُفَالُوَا وَ الَّذِي اسْتَقْبَلَنِي عِنْدَ وَصُولِي إِلَى فِرَنْسَا.

هَذَا الْعَمَلُ هُوَ ثَمَرَةُ عَمَلٍ جَمَاعِيٍّ، قَادَةُ هَذِهِ الْجَمَاعَةِ بِتْرِيسِيَا وَ نِيْجِلْ كَانَا مُشْرِفَيْنِ رَاضِعَيْنِ وَ كَانَ لَدَيَّ حَظٌّ وَفِيرٌ لِأَقَعَ عَلَى أَفْضَلِ بَاحِثِينَ فِي مَجَالِ دِرَاسَتِي. إِذَا، إِسْمَحُوا لِي أَنْ أَقَدِّمَ لَكُمْ خَالصَ شُكْرِي. بِتْرِيسِيَا، لَقَدْ كُنْتُ بِالنَّسْبَةِ لِكَ طَالِبًا نَادِرًا صَعْبَ الْاسْتِكْشَافِ وَ السَّيْطَرَةِ خِلَالَ أَرْبَعِ سَنَوَاتٍ وَ لَكِنْ كُلُّ هَذَا انْتَهَى الْآنَ. بِالنَّاسِبَةِ، عِنْدَمَا إِلْتَقَيْتُ بِأَحَدَى طَالِبَاتِكَ قَالَتْ بِأَنِّي الطَّالِبُ الْوَحِيدُ لَدَيْكَ وَ أَرْدَفَتْ « سَنَرَى إِذَا كَانَتْ بِتْرِيسِيَا أَفْضَلُ كَمُشْرِفَةٍ مَعَ الذَّكُورِ أَمْ مَعَ الْإِنَاثِ ! » .

لَا أَعْلَمُ مَا هِيَ النَّتِيجَةُ فِي النَّهَايَةِ وَ لَكِنِّي مُتَيْقِنٌ أَنَّ عَمَلَنَا مَعًا قَدْ أَكْسَبَنِي كَثِيرًا وَ كَانَ مُتَعَةً لَا تَوْصَفُ. نِجَلْ، إِنَّ ابْتِسَامَتَكَ الدَّائِمَةَ جَعَلَتَنِي مُتَفَائِلًا وَ تَشْجِيعُكَ لِي جَعَلَنِي أَكْثَرَ ثِقَةً وَ جَعَلَنِي أَمْشِي بِخُطَى ثَابِتَةٍ نَحْوَ هَدْفِي. كَانَتْ نَصَائِحُكَ دَائِمًا عَلَى قَدَرٍ كَبِيرٍ مِنَ الْأَهَمِّيَّةِ. أَشْكُرُكَ أَيْضًا لِقَبُولِكَ لِي ضَمَنَ فَرِيقِكَ لِأَنَّهُ وَ بِفَضْلِ ذَلِكَ حَصَلْتُ عَلَى فُرْصَةٍ ثَمِينَةٍ لِلْعَمَلِ مَعَكَ وَ لِلْقَاءِ بِأَشْخَاصٍ رَاضِينَ فِي الْخَبَرِ.

إِنَّ الْحِسَابَاتِ النَّظَرِيَّةَ الْمَعْرُوضَةَ فِي هَذَا الْعَمَلِ كَانَتْ قَدْ تَمَّ إِنْجَازُهَا بِمُسَاعَدَةِ كَرِيسْتُوفِ رُوسْكَ وَ نِيكُولَاسِ كِيلِي. أَشْكُرُكُمْ سَادَتِي عَلَى الصَّبْرِ الَّذِي أَظْهَرْتُمُوهُ تَحَايَا أَسْئَلَتِي وَ طَلْبَاتِي وَ أَخْضَ بِالشُّكْرِ السَّيِّدَ رُوسْكَ لِإِجَابَاتِهِ الْمَفْضَلَةِ وَ لِشَارَكَتِهِ فِي إِنْجَازِ الْعَمَلِ التَّجْرِبِيِّ.

إِنَّ الْعَمَلَ التَّجْرِبِيَّ الْمُنْجَزَ فِي جَانِبِ كَانْ قَدْ تَمَّ بِفَضْلِ أَشْخَاصٍ أَوْدُ شُكْرَهُمْ : ي بِلُومِنْفِلْد، ن دُورِسْفِل، ل چُودِفُروِي، ا جِيلِبِرْت، ج جِيوت، ه اِيُؤَاسَاكِي، س كُروبو، ف لَابُو، وَ مِيْتِينْج، كز مَوجِيو، ل نَابَلَاس، ل بُولَاكُورْت، ت رُوجِر، ه سَافَاچُول، س سِيدُورْشُك، ي سِتْرُوجُك وَ د سُوزُوكِي.

أَوْدُ أَنْ أَشْكُرُ أَيْضًا السَّيِّدَ أَنْطَوَانَ قَهْوَاتِي لِأَجْلِ مَا قَدَّمَهُ لِي مِنْ مَسَاعَدَةٍ وَ دَعْمٍ خِلَالَ فِتْرَةٍ تَوَاجَدِي فِي جَانِبِ وَ حَتَّى بَعْدَ ذَلِكَ.

وَ أَوْدُ أَنْ أَشْكُرُ أَيْضًا أَعْضَاءَ الْمَجْمُوعَةِ الْغَرِيبَةِ فِي ل ب س ي وَ الَّذِينَ قَدَّمُوا لِي كُلَّ الدَّعْمِ وَ هُمْ : لِينْدَا عَاشُورِي، فِرَازَنَك دِلْنِي، بَارْلُوج مَارِيَان، مِيچَائِل مَارْكِيز، جِيَاكُومو زَنْدِيسِي وَ مَاتِيو سَنُوفِيل.

أَوَّجُهُ شُكْرًا كَبِيرًا لِفِرَانْسُوَا دُؤُولِيْفِيرَا، كُنْتُ سَبَاقًا لِاسْتِقْبَالِي فِي مَجْمُوعَتِكَ، وَ الْأَوَّلُ الَّذِي يَثِقُ بِي، لَقَدْ أَدْرَكْتَ مَبَاشَرَةً مِنْ هُو طَارِقٍ وَ عَامَلْتَنِي نَدًّا لِيْنْدَا. أَقْدَرُ فَيْكَ أَحْتِرَامَكَ لِلْآخَرِينَ وَ كَفَاءَتَكَ كَبَاحِثٍ، ذَلِكَ الَّذِي يَسْعَى دَائِمًا لِلْبَحْثِ عَنِ الْمَعْرِفَةِ وَ لِفَهْمِ كُلِّ الْمَسَائِلِ. الْبَاحِثُ الَّذِي يَعْطِي الْكَثِيرَ دُونَ أَنْ يَطْلُبَ مَقَابَلًا. أَنْتَ أَحَدُ الْأَشْخَاصِ الَّذِينَ تَرَكُوا أَثْرًا فِي حَيَاتِي إِلَى الْأَبَدِ. أَشْكُرُكَ مِنْ كُلِّ قَلْبِي.

لَمْ أَجِدِ الْكَلِمَاتَ لِأَشْكُرُ الشَّخْصَ الَّذِي أَخَذَنِي مِنْ يَدِي مِنْذُ الْبِدَايَةِ وَ تَابَعَنِي خُطْوَةً خُطْوَةً. الشَّخْصَ الَّذِي وَجَدَ دَائِمًا أَجُوبَةً لِأَسْئَلَتِي الْمُلْحَةِ. شُكْرًا جُولِيَانِ لِصَبْرِكَ وَ لِذَعْمِكَ اللَّامُتَّنَاهِي لِي خِلَالَ ثَلَاثِ سَنَوَاتٍ طَوَالٍ. أَحِبِّي فَيْكَ كَفَاءَتَكَ وَ طِيبَ مِرَاجُكَ. لَقَدْ كُنْتُ بِالنَّسْبَةِ لِي كَالْأَخِ الْأَكْبَرِ وَ الَّذِي أَعْطَانِي الْكَثِيرَ حَتَّى أَصِلَ إِلَى خُطِّ النَّهَايَةِ.



إِنِّي أَذْكُرُ لِقَاءَنَا الْأَوَّلَ، لَقَدْ قُلْتُ وَقْتَهَا « أَتُنَا سَنَمَرَح » لم أدرك حينها كيف يمكننا أن نمرح مع الفيزياء النووية ! ولكنتي أدركت لاحقاً أنّ العمل معك هو متعة حقيقية، لأنك قادرٌ على تبسيط كل الأمور. أخيراً، مساعداتك و نصائحك سمحوا لي بأن أجِد الطريق الصحيح. لا يمكنني أن أشكرك ببساطة لأنّ ذلك لا يرتقي إلى مستوى العمل الذي أنجزته لأجلي.

عندما نتحدث عن اسبانيا فإننا نتحدث عن الشمس و عن الطقس الحيد ولكنتي سأحدثكم عن بياتريس و التي أعطتني كثيراً من خبرتها و التي شجعتني لأعطي دوماً أحسن ما لدي. أشكرك بيا من كل قلبي لأجل كل المساعدات ولحضورك المفيد دائماً و الحار دائماً. بفضلك استطعت تجاوز كثير من العضلات المعقدة أثناء عملي، لقد جعلتني أتقدم كثيراً و تركت بذاكرتي ذكريات لا تنسى. شكراً مرةً أخرى.

أود أن أشكر المفضلين لدي، كارول، آن و ماكسيميليان، أنتم أصدقاء حقيقيون، لقد كنتم دوماً حاضرين لأجلي عندما كنت بحاجة لكم. حتى لو فرقتنا المسافات ستبقون دائماً في قلبي.

أود أن أشكر صفوان و نقولا لدعمهم و لصداقتهم بالإضافة لعائلة القواريط، وليد، صفاء و هديل لمساعدتهم و لصداقتهم.

لقد كان حظي كبيراً عندما ألتقيت عائلة لوفرير، جان لوك و ماري روز. أنتم عائلة حقيقة بالنسبة لي. لقد منحنوني الكثير من الحب و الرعاية، لقد عشنا معاً لحظات رائعة. ماري روز، شكراً لسعة قلبك، شكراً للرعاية التي أوليتني إيّاها، أنت شخص لا يمكن نسيانه و أنك تعين الكثير بالنسبة لي. جان لوك، أحب طهيك كثيراً و أحب إستقبالك الحار رغم أنك لم تعلمني الصيد حتى الآن ! ستبقون محفرون في قلبي إلى الأبد.

عندما أتحدث عن الأشخاص الذين تركوا أثراً كبيراً في حياتي علي أن أتكلّم عن عائلة كاسوحة، سليمان، غزل، لين و نايا، لقد كنتم بعيدين عني و لكنكم ستبقون في فكري و في قلبي دائماً.

دَالِيَا (دَلُول)، هَلْ بِإِمْكَانِي شُكْرُكَ بِبَسَاطَةِ ؟ لَا، لَا أَظُنُّ ذَلِكَ لِأَنَّكَ تَسْتَحْقِينْ أَكْثَرَ مِنْ ذَلِكَ  
بِكَثِيرٍ. لَقَدْ تَرَكْتَ آثَاراً عَظِيمَةً فِي حَيَاتِي بِصِدَاقَتِكَ وَ بِحَبِّكَ وَ بِذِكْرِيَّاتٍ رَاضِيَةٍ جَدًّا. لَقَدْ تَحَمَّلْتَنِي  
لِدَةٍ طَوِيلَةٍ وَلَكِنْ لَمْ يَكُنْ بِوَسْعِكَ غَيْرَ ذَلِكَ (إِنَّهُ قَدَّرُكَ). لَقَدْ أَعْطَيْتَنِي الْكَثِيرَ وَ بِهَذِهِ السُّطُورِ  
الْقَلِيلَةِ لَا يُمْكِنُنِي الْقَوْلُ إِلَّا أَنَّكَ أَفْضَلُ الْأَصْدِقَاءِ.

كَامِلٌ، عِنْدَمَا أَتَذَكَّرُ اللَّحْظَاتِ الْمُفِيزَةَ الَّتِي قَضَيْنَاهَا سَوِيَةً فِي سُورِيَا وَ الصَّدَاقَةِ الَّتِي تَجْمَعُنَا  
أَدْرِكُ كَمْ هُوَ مُهِمٌّ أَنْ يَكُونَ لِلْمَرْءِ صَدِيقٌ حَقِيقِيٌّ فِي حَيَاتِهِ. كَمَا أَتَشَهَّرُ هَذِهِ الْفُرْصَةَ أَيْضًا لِأَشْكُرُ  
عَائِلَتَكَ الَّتِي أَحَبَّتَنِي كَثِيرًا.

إِلَى أَبِي وَ أُمِّي يَعُودُ نَجَاحِي وَ كَذَلِكَ لِأُخْتِي وَ أَخُوِّي. بِدُونِكُمْ لَمَا كُنْتُ الْآنَ مُنْكَبًّا عَلَى كِتَابَةٍ  
هَذِهِ السُّطُورِ وَ مَا كَانَ لِهَذَا الْعَمَلِ أَنْ يَرَى النُّورَ. إِنَّ كُلَّ لَحْظَةٍ مَرَّتْ عَلَيَّ بِدُونِكُمْ كَانَتْ تَسَاوِي  
الْأَبَدِيَّةَ وَ لَكِنْ حَبْكُمُ سَيَبْقَى دَائِمًا أَقْوَى مِنَ الْمَسَافَاتِ. وَ لَا أَنْسَى يَسَارَ وَ الَّذِي أَصْبَحَ جِرًّا لَا  
يَتَجَزَّأُ مِنَ الْعَائِلَةِ.

لَارَا، لَقَدْ أَعْطَيْتَ مَعْنَى لِحَيَاتِي، مَعًا اسْتَطَعْنَا تَجَاوَزَ مَصَاعِبَ جَمَّةٍ وَ تَغَلَّبْنَا عَلَى كُلِّ الْمَشَاطِلِ.  
مَعًا قَرَرْنَا أَنْ نَمْضِيَ نَحْوَ الْمُسْتَقْبَلِ تَارِكِينَ الْمَاضِي خَلْفَنَا. لَقَدْ كُنْتُ بَعِيدَةً عَنِّي فِي الْفَتْرَةِ الْمَاضِيَةِ  
وَ لَكِنَّكَ كُنْتَ دَائِمًا مُلْهِمَتِي وَ لَقَدْ اسْتَمَدَيْتُ قَوَائِي مِنْكَ لِأَعْطِيَ أَفْضَلَ مَا لَدَيْ. لَارَا، أَنْتِ الْهَدِيَّةُ  
الْأَثْمَنُ فِي حَيَاتِي وَ لَكَ أَهْدِي هَذَا الْعَمَلَ.

طارق القلعاني

كانون الأول ٢٠١٠

*À ma famille*

*À ma Lara . . .*

## Table des matières

Remerciements	iii
Table des matières	ix
Table des figures	xii
Liste des tableaux	xviii
<b>1 Noyaux très légers riches en neutrons</b>	<b>1</b>
1.1 Des noyaux stables aux exotiques . . . . .	1
1.2 Noyaux exotiques riches en neutrons . . . . .	3
1.2.1 Structure des noyaux non liés . . . . .	3
1.2.2 Les isotones $N=7$ et l'inversion de parité . . . . .	6
1.3 Le noyau d' $^9\text{He}$ . . . . .	7
1.4 Méthode expérimentale utilisée pour l'étude de l' $^9\text{He}$ . . . . .	17
1.4.1 Réactions directes . . . . .	17
1.4.2 Les réactions de transfert . . . . .	17
<b>2 Dispositif expérimental</b>	<b>21</b>
2.1 Introduction . . . . .	21
2.2 Production du faisceau . . . . .	21
2.3 Les cibles de réaction . . . . .	22
2.4 La détection . . . . .	23
2.4.1 Le détecteur de faisceau CATS . . . . .	24
2.4.1.1 Géométrie du détecteur CATS . . . . .	28
2.4.1.2 Mode de fonctionnement : . . . . .	29
2.4.2 Le télescope MUST2 (Mur à STrips) . . . . .	30
2.4.2.1 Géométrie du détecteur MUST2 . . . . .	30
2.4.2.2 Électronique MUST2 . . . . .	32

2.4.3	Logique d'acquisition . . . . .	35
2.4.4	Le plastique . . . . .	35
<b>3</b>	<b>Traitement des données</b>	<b>37</b>
3.1	L'étalonnage du détecteur CATS . . . . .	37
3.1.1	Étalonnage en charge . . . . .	37
3.1.2	Étalonnage en position . . . . .	40
3.1.3	Perte d'énergie du faisceau dans les CATS . . . . .	42
3.1.4	Reconstruction de la position sur la cible . . . . .	44
3.1.4.1	Résolutions en position . . . . .	47
3.2	Étalonnage du télescope MUST2 . . . . .	49
3.2.1	Étalonnage en énergie . . . . .	49
3.2.1.1	Étalonnage du détecteur Si à pistes . . . . .	49
3.2.1.2	Énergie du CsI . . . . .	55
3.2.2	Étalonnage en temps de vol . . . . .	56
3.2.3	Alignement en temps du télescope MUST2 . . . . .	58
3.3	Alignement en position du télescope MUST2 . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Extraction des paramètres physiques</b>	<b>60</b>
4.1	Angle d'émission du proton . . . . .	60
4.2	Énergie d'excitation en voie de sortie . . . . .	60
4.3	Fonds physiques . . . . .	62
4.4	Section efficace . . . . .	64
<b>5</b>	<b>Étude de la réaction de calibration : <math>d(^{16}\text{O},p)^{17}\text{O}</math></b>	<b>67</b>
5.1	L'identification du proton (E,TOF) . . . . .	71
5.2	Distribution angulaire $^{17}\text{O}$ . . . . .	73
<b>6</b>	<b>Interprétation des résultats</b>	<b>79</b>
6.1	Étude de la réaction $d(^8\text{He},p)^9\text{He}$ . . . . .	79
6.2	Sélection des événements d'intérêt . . . . .	80
6.3	Identification du proton (E,TOF) . . . . .	85
6.4	Étude de l' $^9\text{He}$ . . . . .	86
6.4.1	États d' $^9\text{He}$ . . . . .	88
	• Hypothèse [1] . . . . .	90
	• Hypothèse [2] . . . . .	96
	• Hypothèse [3] . . . . .	101
	• Hypothèse [4] . . . . .	106
6.4.2	Synthèse des résultats . . . . .	110
<b>7</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>114</b>
	<b>Appendices</b>	<b>118</b>

<b>A</b>	<b>Formalisme des réactions de transfert</b>	<b>119</b>
A.1	Approximation de Born des ondes distordues . . . . .	119
A.2	Voies de réactions couplées . . . . .	122
A.3	Facteur de forme . . . . .	124
A.4	Facteur spectroscopique . . . . .	124
A.5	Le potentiel optique . . . . .	125
A.6	Paramètres des potentiels utilisés dans les calculs . . . . .	127
<b>B</b>	<b>CATS et la résolution en énergie</b>	<b>131</b>
<b>C</b>	<b>Simulation</b>	<b>134</b>
<b>D</b>	<b>Électronique de l'expérience E473s</b>	<b>137</b>
<b>E</b>	<b>La résolution expérimentale</b>	<b>141</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>153</b>
	<b>Index</b>	<b>154</b>
	<b>Resumé</b>	<b>156</b>

## Table des figures

1.1	Carte des noyaux . . . . .	1
1.2	Différence schématique entre le potentiel d'un noyau stable et d'un noyau riche en neutrons. . . . .	2
1.3	Modèle en couches standard pour les isotones $N = 7$ . . . . .	3
1.4	Potentiel effectif. . . . .	4
1.5	Types de résonances possibles. . . . .	5
1.6	Résultats de Talmi et Unna sur l'inversion de parité. . . . .	7
1.7	Inversion de parité pour les isotones $N = 7$ . . . . .	8
1.8	Spectre de masse manquante pour la réaction ${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+)$ [Set87] et la réaction ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O})$ . . . . .	9
1.9	Spectre d'énergie d'excitation d' ${}^9\text{He}$ [Oer95]. . . . .	9
1.10	Spectre en vitesse relative obtenu pour la réaction ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{Be}, {}^8\text{He} + n)X$ par Chen <i>et al.</i> [Che01]. . . . .	10
1.11	Énergie de décroissance de l' ${}^8\text{He} + n$ provenant de la réaction $C({}^{11}\text{Be}, {}^8\text{He} + n)X$ . . . . .	10
1.12	Énergie de décroissance de l' ${}^8\text{He} + n$ provenant de la réaction $C({}^{14}\text{B}, {}^8\text{He} + n)X$ [Alf07]. . . . .	11
1.13	Spectre d'énergie relative pour ${}^8\text{He} + n$ [Joh10]. . . . .	12
1.14	Spectre calculé de section efficace en fonction d'énergie relative pour ${}^8\text{He} + n$ [Joh10]. . . . .	12
1.15	Spectre de masse manquante pour l' ${}^9\text{He}$ issu de la réaction $d({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$ avec un faisceau d' ${}^8\text{He}$ à 15,3 MeV/nucléon [For07]. . . . .	13
1.16	Spectre d'énergie d'excitation pour l' ${}^9\text{He}$ [Gol07]. . . . .	14
1.17	Comparaison entre les valeurs expérimentales et théoriques pour le noyau d' ${}^9\text{He}$ . . . . .	16
1.18	Quelques réactions possibles entre deux noyaux. . . . .	17
1.19	Cinématique de la réaction $d({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$ . . . . .	19
1.20	Le calcul DWBA pour le fondamental de l' ${}^9\text{He}$ . . . . .	20

2.1	Schéma de l'ensemble des accélérateurs et des aires expérimentales du GANIL. . . . .	22
2.2	Cibles utilisées lors de l'expérience E473s. . . . .	23
2.3	Schéma du dispositif expérimental de l'expérience E473s dans la salle SPEG au GANIL. . . . .	25
2.4	Photographie du dispositif expérimental dans la chambre à réaction de la ligne SPEG. . . . .	25
2.5	Différents types de situations pour l'émittance transversale du faisceau. .	26
2.6	L'émittance du faisceau d' $^8\text{He}$ qui est le produit de la taille du faisceau par sa divergence angulaire. . . . .	26
2.7	Profil du faisceau. . . . .	27
2.8	Le détecteur du faisceau CATS . . . . .	28
2.9	Composition d'un détecteur de faisceau CATS[Ott99] . . . . .	29
2.10	Le détecteur à gaz . . . . .	29
2.11	Vue éclatée des différents composants d'un télescope MUST2 . . . . .	30
2.12	Le détecteur Si du MUST2 . . . . .	31
2.13	Le détecteur Si(Li) du MUST2 . . . . .	31
2.14	Le détecteur CsI du MUST2 . . . . .	32
2.15	Schéma de l'architecture électronique d'un canal (sur seize) de l'ASIC MATE. . . . .	34
2.16	Architecture générale d'une carte MUFEE pour un télescope MUST2. . .	34
2.17	Électronique d'un secteur de MUST2. . . . .	35
2.18	Carte MUFEE à l'arrière d'un télescope MUST2 avec le système de refroidissement associé. . . . .	35
2.19	Le plastique devant le télescope MM5. . . . .	36
3.1	Signaux issus du générateur d'impulsion pour la piste 3 du détecteur CATS2X. . . . .	38
3.2	Charges des signaux du générateur d'impulsion en fonction des numéros de pistes pour chaque détecteur CATS . . . . .	39
3.3	Exemple des charges déposées pour un événement sur les pistes $X$ du détecteur CATS2. . . . .	42
3.4	Erreur systématique prédite pour différents algorithmes de recherche de centroïde en fonction du centre de gravité. . . . .	42
3.5	Vue schématique des composants de chaque détecteur CATS. . . . .	43
3.6	Illustration de la méthode employée pour le calcul utilisé pour reconstruction de la position sur la grille sur l'axe $X$ . . . . .	44
3.7	La grille . . . . .	45
3.8	Schéma représentant la grille. . . . .	45



3.9	Reconstruction de la position : (a) l'image de la grille sur le détecteur CATS1, (b) l'image de la grille sur le détecteur CATS2 et (c) la reconstruction de la position sur la grille au niveau de la cible. Les points noirs correspondent aux positions en mm données par le géomètre (tableau 3.3).	46
3.10	Projection de l'image de la grille sur l'axe $X$ .	48
3.11	Projection de l'image de la grille sur l'axe $Y$ .	49
3.12	Spectre énergie alpha pour la piste 31 du télescope MM2X avant l'étalonnage.	52
3.13	Ajustement énergie alpha.	53
3.14	Spectre énergie alpha pour la piste 31 du télescope MM2X après l'étalonnage.	53
3.15	Spectre énergie alpha pour les 128 pistes en $X$ pour le télescope MM2 après l'étalonnage.	54
3.16	Énergie des particules alpha non calibrée en fonction de numéro de la piste	54
3.17	Énergie des particules alpha calibrée en fonction de numéro de la piste	55
3.18	Énergie du détecteur silicium du télescope MUST2 déposée sur les pistes $Y$ en fonction de l'énergie déposée sur les pistes $X$ .	55
3.19	Identification des particules chargées dans le télescope MM5.	56
3.20	Charges des signaux du générateur d'impulsion	57
3.21	Signaux du générateur d'impulsion en fonction des numéros des pistes ( $X$ )	58
3.22	Signaux du générateur d'impulsion en fonction des numéros des pistes ( $Y$ )	58
3.23	La matrice d'identification du proton (E,TOF) pour toutes les pistes $X$ du télescope MM1 avant l'alignement en temps de vol.	59
4.1	Angle d'émission du proton de recul pris entre le vecteur du faisceau ( $\vec{V}1$ ) et le vecteur du proton ( $\vec{V}2$ ).	60
4.2	Présentation schématique de la réaction $d(^8\text{He},p)^9\text{He}$ dans le laboratoire à gauche et dans le centre de masse à droite.	61
4.3	Énergie d'excitation reconstruite à partir des informations obtenues par la réaction du faisceau d' $^8\text{He}$ sur une cible de carbone de $546 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur.	62
4.4	Temps de vol en fonction de l'énergie.	63
5.1	Schéma de la modèle en couches pour le noyau d' $^{17}\text{O}$ .	67
5.2	Cinématique de la réaction $d(^{16}\text{O},p)^{17}\text{O}$ en utilisant le programme LISE++.	68
5.3	Spectre d'énergie d'excitation de l' $^{17}\text{O}$ obtenu par Cooper <i>et al.</i> [Coo74].	69
5.4	Section efficace pour la réaction $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$ étudiée par Cooper <i>et al.</i> [Coo74].	69
5.5	Énergie d'excitation d' $^{17}\text{O}$ obtenue par Darden <i>et al.</i>	70
5.6	Section efficace pour la réaction $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$ étudiée par Darden <i>et al.</i> [Dar73].	70
5.7	Corrélation entre l'énergie du proton et le temps de vol avec et sans "punch-through"	71

5.8	Énergie du proton en fonction de son angle dans le laboratoire . . . . .	72
5.9	Énergie d' $^{17}\text{O}$ . . . . .	72
5.10	Événements reconstruits au niveau de la cible avant et après la sélection .	74
5.11	L'analyse des spectres en énergie d'excitation pour l' $^{17}\text{O}$ pour huit inter- valles angulaires. . . . .	76
5.12	Distribution angulaire de l' $^{17}\text{O}$ . . . . .	77
6.1	Matrice d'identification (E-TOF) pour le télescope MM1. . . . .	81
6.2	Les événement reconstruits au niveau de la cible avant la sélection (à gauche) et après la sélection ❶ (à droite). . . . .	82
6.3	Reconstruction de la position sur la cible pour le faisceau d' $^8\text{He}$ . . . . .	82
6.4	Sélection des particules $^8\text{He}$ , $^6\text{He}$ et $^4\text{He}$ dans le télescope MM5. . . . .	83
6.5	L'identification du proton dans le télescope MM1X en coïncidence avec l' $^8\text{He}$ , l' $^6\text{He}$ et l' $^4\text{He}$ identifiés dans le télescope MM5. . . . .	83
6.6	(a) L'angle du noyau d' $^8\text{He}$ issus de la désintégration $^9\text{He} \rightarrow ^8\text{He} + n$ . (b) L'angle du noyau d' $^6\text{He}$ issus de la désintégration $^9\text{He} \rightarrow ^6\text{He} + 3n$ . (c) L'angle du noyau d' $^4\text{He}$ issus de la désintégration $^9\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + 5n$ . . .	84
6.7	Corrélation entre l'énergie des particules de recul détectées dans le téles- cope MM1 et le temps de vol . . . . .	85
6.8	Spectre d'identification E-TOF pour les quatre télescopes MM1-4 pour les deux cibles. . . . .	86
6.9	Fonds de l'espace de phase et du carbone ajustés de façon à donner les valeurs maximales des paramètres d'amplitudes, obtenues à partir de la tranche angulaire $120^\circ < \theta_{lab} < 133^\circ$ . . . . .	87
6.10	Fonds physiques pris en compte lors de l'ajustement des données. . . . .	87
6.11	Spectre d'énergie d'excitation d' $^9\text{He}$ pour la cible de $320 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épais- seur à gauche et pour la cible de $546 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur à droite. . . . .	88
6.12	Spectre en énergie d'excitation de l' $^9\text{He}$ . Les paramètres de Golovkov <i>et al.</i> [Gol07] ont été adoptés pour l'ajustement du fondamental et de deux états excités. . . . .	91
6.13	Spectre en énergie d'excitation d' $^9\text{He}$ dans les quatre tranches angulaires en considérant deux états excités et en utilisant les paramètres de Golov- kov <i>et al.</i> [Gol07]. . . . .	92
6.14	Distributions angulaires du proton de recul pour l'état fondamental et pour les deux états excités selon l'hypothèse[1] en utilisant le calcul DWBA. 93	
6.15	Distributions angulaires du proton de recul pour l'état fondamental et pour les deux états excités selon l'hypothèse[1] en utilisant le calcul CRC. 94	
6.16	Spectre en énergie d'excitation de l' $^9\text{He}$ en considérant trois états excites. 96	
6.17	Spectre en énergie d'excitation d' $^9\text{He}$ dans les quatre tranches angulaires en considérant trois états excités. . . . .	97
6.18	Les distributions angulaires du proton de recul pour le fondamental et trois états excités selon l'hypothèse[2] en utilisant le calcul DWBA. . . . .	98

6.19	Distributions angulaires du proton de recul pour l'état fondamental et pour les trois états excités selon l'hypothèse[2] en utilisant le calcul CRC.	99
6.20	Spectre en énergie d'excitation de ${}^9\text{He}$ en considérant quatre états excités.	101
6.21	Spectre en énergie d'excitation de ${}^9\text{He}$ dans les quatre tranches angulaires en considérant quatre états excités.	102
6.22	Distributions angulaires du proton de recul pour l'état fondamental et pour les quatre états excités selon l'hypothèse[3].	103
6.23	Distributions angulaires du proton de recul pour l'état fondamental et pour les quatre états excités selon l'hypothèse[3].	104
6.24	Spectre en énergie d'excitation de ${}^9\text{He}$ en considérant que le fondamental correspond au pic autour de 1,2 MeV, en considérant deux états excités.	106
6.25	Spectre en énergie d'excitation de ${}^9\text{He}$ dans les quatre tranches angulaires en considérant un état fondamental à 1,25 MeV et deux états excités.	107
6.26	Distributions angulaires du proton de recul pour l'état fondamental et pour les deux états excités selon l'hypothèse[4] en utilisant le calcul CRC.	108
6.27	Comparaison entre les valeurs expérimentales obtenues précédemment pour le noyau d' ${}^9\text{He}$ et les valeurs obtenues dans ce travail.	113
7.1	Le calcul DWBA pour un état $l = 0$ près du seuil ${}^8\text{He}+n$ pour des énergies de faisceau de 3,8 à 25 MeV/nucléon.	116
A.1	Illustration de la réaction de transfert d'un neutron.	119
A.2	Potentiel de Wood-Saxon.	125
A.3	Comparaison entre la forme "prior" et la forme "post" pour le calcul CRC.	130
B.1	Énergie de ${}^{17}\text{O}$ obtenue à partir de l'énergie du proton et de son angle dans le laboratoire avec et sans les détecteurs CATS.	132
C.1	Efficacité géométrique de détection.	135
C.2	Calculs de l'angle solide pour les six télescopes MUST2 en fonction de l'angle du laboratoire	135
C.3	Simulation de la détection pour la configuration géométrique de six télescopes.	136
C.4	Simulation de la cinématique de la réaction $d({}^8\text{He},p){}^9\text{He}$ .	136
D.1	Schémas des chaînes électroniques associées au détecteur CATS1.	138
D.2	Schémas des chaînes électroniques associées au détecteur CATS2.	138
D.3	Schémas des chaînes électroniques associées au détecteur plastique.	139
D.4	Schémas des chaînes électroniques associées à la HF.	139
D.5	Schémas des chaînes électroniques associées à la FAG.	140
D.6	Schémas des chaînes électroniques associées aux ASICs.	140
E.1	Énergie d'excitation en fonction de l'énergie du proton pour les réactions $d({}^{16}\text{O},p){}^{17}\text{O}$ et $d({}^8\text{He},p){}^9\text{He}$ .	142

---

E.2	Résolution expérimentale pour l' $^{17}\text{O}$ et pour l' $^9\text{He}$ en fonction de l'énergie d'excitation. Les valeurs de l' $^{17}\text{O}$ ( $\bullet$ ) sont les valeurs expérimentales et les valeurs de l' $^9\text{He}$ sont celles obtenues de l'hypothèse [2] voir (6.4.1). . . .	142
E.3	Simulation de la différence entre l'énergie du proton avant et après la correction d'énergie par SRIM. . . . .	143

## Liste des tableaux

1.1	Les résultats obtenus de l' $^9\text{He}$ . . . . .	15
2.1	Les valeurs de l'émittance verticale mesurée au niveau de : CATS1, CATS2 et de la cible. . . . .	27
2.2	Caractéristiques des faisceaux d' $^{16}\text{O}$ et d' $^8\text{He}$ . . . . .	36
3.1	Composants du détecteur CATS utilisés pour le calcul de la perte d'énergie pour les particules du faisceau dans ce détecteur. . . . .	43
3.2	Perte d'énergie pour les deux faisceaux dans les détecteurs CATS et dans la moitié de la cible. . . . .	43
3.3	Positions en $X$ et $Y$ avec le rayon des 11 trous de la grille. . . . .	46
3.4	La résolution obtenue pour CATS1, CATS2 et la cible. . . . .	48
3.5	Énergies de la source Alpha. . . . .	50
3.6	Résultats de l'ajustement des pics alpha après la calibration pour la piste 31 du télescope MM2X (à comparer avec le tableau 3.5) . . . . .	52
3.7	Résolution en énergie pour la calibration des particules alpha obtenues pour une piste de télescope MM2X ( $\sigma_{31}$ ), et pour toutes les pistes du même télescope ( $\sigma_{tous}$ ). . . . .	54
5.1	Énergie d'excitation des états d' $^{17}\text{O}$ résultant de l'ajustement gaussien . .	73
6.1	Spectre d'énergie d'excitation d' $^9\text{He}$ : Hypothèse [1] . . . . .	95
6.2	Spectre d'énergie d'excitation d' $^9\text{He}$ : Hypothèse [2] . . . . .	100
6.3	Spectre d'énergie d'excitation d' $^9\text{He}$ : Hypothèse [3] . . . . .	105
6.4	Spectre d'énergie d'excitation d' $^9\text{He}$ : Hypothèse [4] . . . . .	109
6.5	Résumé des résultats obtenus par les quatre hypothèses. . . . .	112
A.1	Paramétrisation des potentiels utilisés. La notation utilisée ici est la même que celle de l'équation A.32. * La valeur du profondeur du potentiel est ajustée pour chaque résonance. . . . .	127

---

B.1	Comparaison les énergies et les FWHM pour les états d' $^{17}\text{O}$ avec et sans les deux détecteurs CATS . . . . .	133
-----	---	-----

## Noyaux très légers riches en neutrons

### 1.1 Des noyaux stables aux exotiques

Les éléments naturels autour de nous sont constitués de noyaux ayant des durées de vies assez longues pour les considérer stables. Ces noyaux se répartissent autour de la “ligne de stabilité” (figure 1.1). En général, plus les noyaux sont loin de la ligne de stabilité plus ils sont instables et se désintègrent rapidement. Les noyaux aux frontières extrêmes dits exotiques sont des noyaux instables de durée de vie très courte. Ils ne se trouvent pas de façon naturelle mais ils sont produits artificiellement dans les laboratoires.

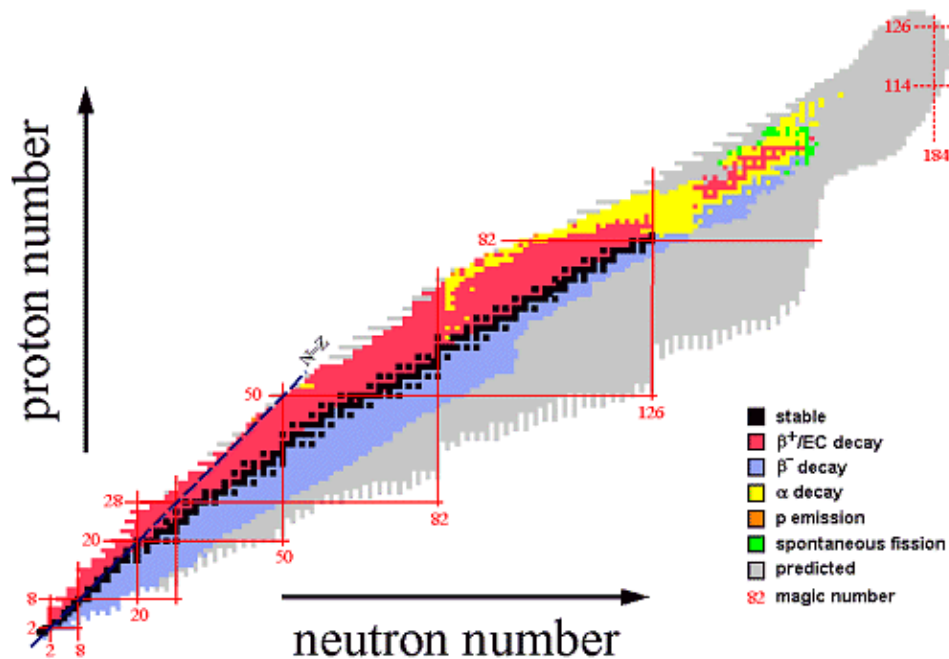
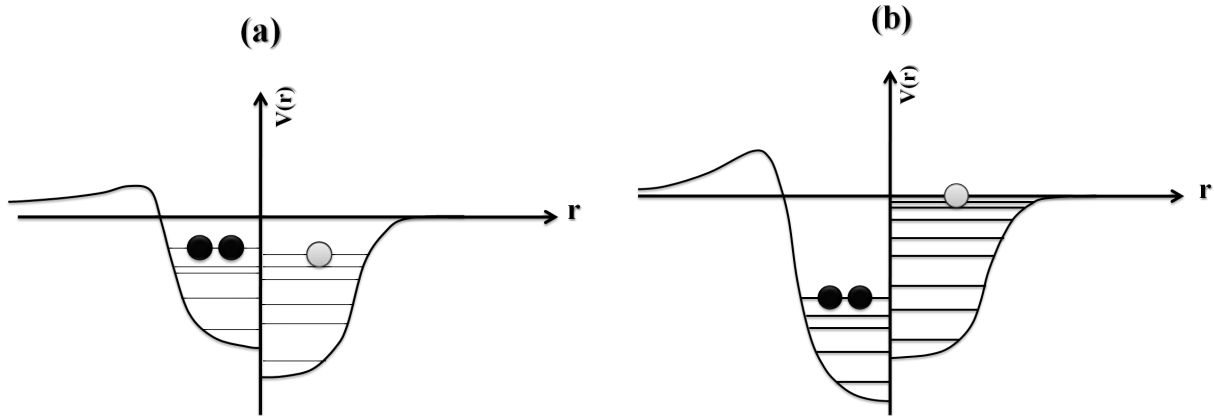


Figure 1.1 – Carte des noyaux.

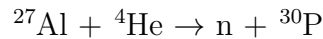
Le schéma (1.2) illustre la différence entre le potentiel d'un noyau stable (a) et d'un noyau riche en neutrons (b). Pour chaque figure nous avons le potentiel ressenti par les protons (à gauche) et celui ressenti par les neutrons (à droite). Nous remarquons que



**Figure 1.2** – Différence schématique entre le potentiel d’un noyau stable (a) et d’un noyau riche en neutrons (b). Pour chaque figure nous avons le potentiel de protons (à gauche) et le potentiel de neutrons (à droite). [Tan99].

pour les noyaux stables, les potentiels des protons et des neutrons sont comparables<sup>1</sup> comme l’énergie de séparation de chacun. L’énergie de séparation des protons augmente en augmentant le nombre de neutrons, le potentiel protons devient donc plus profond à cause de l’interaction attractive p-n. Par contre, l’énergie de séparation du neutron diminue jusqu’à ce qu’elle devienne quasi-nulle au voisinage de la “drip-line”.

L’histoire des noyaux exotiques a commencé en 1934 lorsque Irène et Frédéric Joliot-Curie ont étudié la réaction  $\text{Al} + {}^4\text{He}$ . Cette étude a conduit à produire le noyau de  ${}^{30}\text{P}$  qui n’était pas connu avant, via la réaction :



Les Joliot-Curie ont réussi aussi à produire artificiellement les noyaux  ${}^{13}\text{N}$  et  ${}^{27}\text{Si}$  ouvrant la porte à des nouveaux espaces dans le monde de la physique nucléaire.

Des noyaux de durée de vie trop courte qui n’existent pas naturellement sur terre ont ainsi pu être formés et étudiés pour la première fois. Depuis, l’étude des noyaux à la limite de la stabilité et même au-delà suscite un intérêt marqué, car ces noyaux situés aux frontières de notre connaissance offrent notre seule possibilité d’avoir des informations sur la structure nucléaire qui ne pourraient pas être obtenues par l’étude des noyaux stables.

La production des faisceaux secondaires radioactifs en vol à la fin des années 70 a amené un regain d’intérêt pour les noyaux exotiques, en permettant de disposer d’une variété très grande de ces noyaux exotiques, et en donnant la possibilité d’étudier leurs réactions.

1. Le potentiel de protons est moins profond à cause de l’interaction Coulombienne.



## 1.2 Noyaux exotiques riches en neutrons

Dans la suite, nous allons discuter les noyaux non liés très riches en neutrons en s'interrogeant sur l'inversion de parité pour la série des isotones  $N = 7$ . Pour ces noyaux, le modèle en couches standard prédit que le dernier neutron doit se trouver dans un état  $p_{1/2-}$  dans l'état fondamental (voir figure 1.3). Nous allons voir que pour les noyaux  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Li}$ , l'état fondamental correspond en fait à un état  $2s_{1/2+}$ , ce que signifie qu'il y a une inversion de parité pour ces noyaux. La structure du noyau  $^9\text{He}$  est encore en discussion.

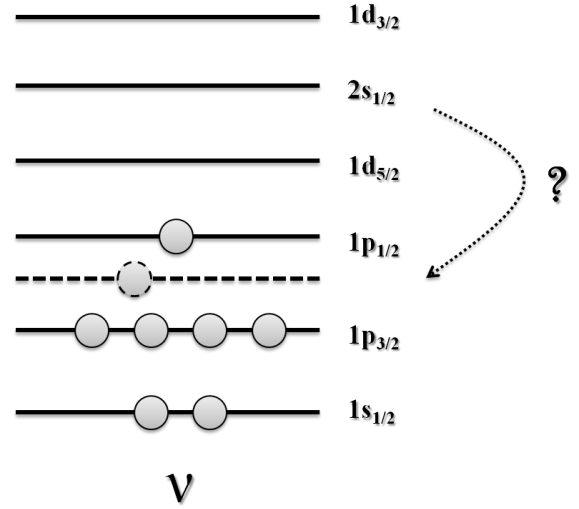


Figure 1.3 – Modèle en couches standard pour les isotones  $N = 7$ .

### 1.2.1 Structure des noyaux non liés

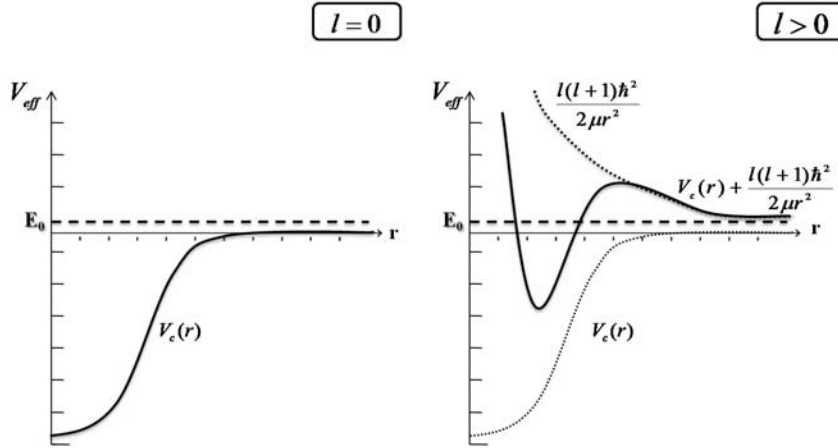
Contrairement aux noyaux stables, les noyaux non liés ont très peu d'états discrets, car la majorité de leurs états correspond à des états du continuum. Ces noyaux peuvent avoir des résonances d'énergies  $E_r$  au-dessus du seuil d'émission de neutron. La largeur ( $\Gamma$ ) pour un noyau faiblement lié est importante, ce qui traduit son temps de vie très court :

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{6.58 \times 10^{-22} (\text{MeV.s})}{\Gamma (\text{MeV})}$$

Pour les noyaux riches en neutrons, cette résonance est dépendante de la forme du potentiel subi par le neutron. Prenons le cas simple d'une particule sans spin dans un champ central. Le potentiel qui apparaît dans l'équation radiale de Schrödinger dit potentiel effectif  $V_{eff}(r)$  est composé d'un potentiel central  $V_c(r)$  et d'un "potentiel centrifuge" ou "barrière centrifuge" [Val89] :

$$V_{eff}(r) = V_c(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (1.1)$$

avec  $\frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2}$  le potentiel centrifuge,  $\mu$  la masse réduite,  $r$  la distance cœur-neutron et  $l$  le moment angulaire.



**Figure 1.4** – Le potentiel effectif qui est la somme d’un potentiel central et potentiel centrifuge dans les deux cas  $l=0$  (à gauche) et  $l>0$  (à droite).

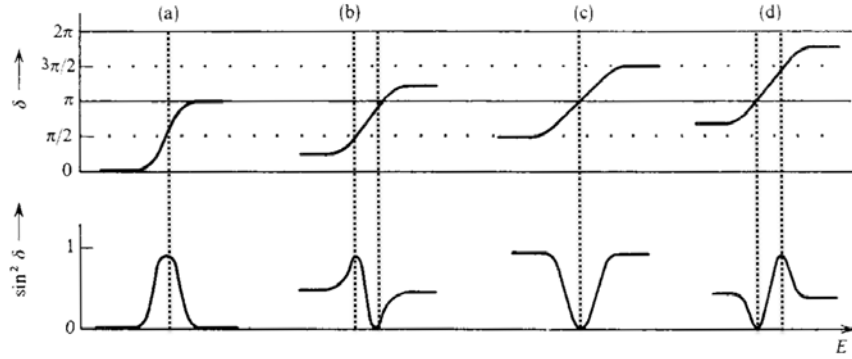
Dans le cas d’un moment angulaire ( $l>0$ ) (voir figure 1.4) le potentiel centrifuge crée une poche de potentiel où le neutron peut se trouver confiné (effet tunnel) et former un état résonant. Lorsque l’état est un état  $s$  où le moment angulaire est nul ( $l = 0$ ) le potentiel centrifuge disparaît laissant le neutron libre sans potentiel (en l’absence aussi de potentiel coulombien pour les neutrons), ce qui ne permet pas d’avoir un état résonant même si le continuum présente des structures. Plusieurs études expérimentales pour les noyaux non liés riches en neutrons (comme les études de  $^{11}\text{Be}$  [Deu68] et  $^{10}\text{Li}$  [Tho99, Kry93]) ont confirmé l’existence d’un état  $s_{1/2+}$  ( $l = 0$ ) au-dessus du seuil d’émission de neutron. On parle alors d’état virtuel.

Une résonance correspond à un maximum de la section efficace totale de diffusion  $\sigma_{tot}$  qui est relié directement au déphasage ( $\delta_l$ ). La section efficace totale est donnée par [Kra88, Mes62] :

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (1.2)$$

Où :  $k$  est le moment relatif donné par :  $k = \sqrt{2\mu E}/\hbar$  avec  $\mu$  la masse réduite.

La figure 1.5 illustre les valeurs de  $\sin^2 \delta_l$  en fonction de l’énergie correspondante aux variations de  $\delta_l$  de 0 à  $2\pi$ . À partir de cette figure et en supposant (pour l’équation 1.2) qu’une seule onde partielle  $l$  contribue à la résonance, nous déduirons que la valeur de la section efficace est maximale (résonance) lorsque  $\delta_l = (2n+1)\frac{\pi}{2}$  avec  $n$  entier. Cette valeur devient nulle lorsque  $\delta_l = n\pi$ .



**Figure 1.5** – Types de résonances possibles qui correspondent aux variations de  $\delta_l$  de 0 à  $2\pi$  [Val89].

Supposons maintenant qu'en première approximation la valeur du déphasage ( $\delta_l$ ) varie de façon linéaire en fonction de l'énergie en voisinage de l'énergie de résonance ( $E_R$ ), nous pouvons donc écrire ([Val89]) :

$$\delta_l(E) \simeq \pi/2 + \pi \frac{E - E_R}{2\Gamma} \quad (1.3)$$

Avec  $\Gamma$  la largeur de la résonance. Notons ici que pour  $E = E_R - \Gamma/2$  et  $E = E_R + \Gamma/2$  nous obtenons respectivement  $\delta_l = \pi/4$  et  $\delta_l = 3\pi/4$ , ce qui nous permet d'écrire :

$$\cot \delta_l(E) \simeq \frac{4}{\pi}(\pi/2 - \delta_l(E)) = -\frac{2(E - E_R)}{\Gamma} \quad (1.4)$$

De 1.2 et 1.4, nous pouvons écrire<sup>1</sup> :

$$\begin{aligned} \sigma_l(E) &= \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \frac{1}{1 + \cot^2 \delta_l(E)} \\ &= \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} \end{aligned} \quad (1.5)$$

Selon l'équation 1.5, la résonance a la forme d'une fonction de Breit-Wigner[Bre36]. La largeur de cette fonction ( $\Gamma$ ) dépend de l'énergie et du moment angulaire [Lan58] [Nor04] :

$$\begin{aligned} \Gamma_{l=0} &= \Gamma \sqrt{\frac{E}{E_R}} \\ \Gamma_{l=1} &= \Gamma \left(\frac{E}{E_R}\right)^{3/2} \frac{2E_R}{E + E_R} \frac{1 + \mu E_R R^2 / \hbar^2}{1 + \mu E R^2 / \hbar^2} \\ \Gamma_{l=2} &= \Gamma \left(\frac{E}{E_R}\right)^{5/2} \frac{2E_R}{E + E_R} \frac{9 + 6\mu E_R R^2 / \hbar^2 + (2\mu E_R R^2 / \hbar^2)^4}{9 + 6\mu E R^2 / \hbar^2 + (2\mu E R^2 / \hbar^2)^4} \end{aligned}$$

1. En supposant toujours (dans l'équation 1.2) qu'une seule onde partielle  $l$  contribue à la résonance.

$R$  représente ici le rayon d'interaction et  $\mu$  la masse réduite (cœur-neutron).

Notons enfin que nous pouvons prendre en compte les spins des partenaires de la réaction. Pour cela supposons que le spin de la particule incidente est  $s_i$  et pour la cible  $s_c$  et que le moment angulaire total est  $I$ . Donc l'équation 1.5 devient :

$$\sigma_l(E) = \frac{4\pi}{k^2} \frac{2I+1}{(2s_i+1)(2s_c+1)} \frac{(\Gamma/2)^2}{(E-E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (1.6)$$

Il nous reste à définir la longueur de diffusion ( $a$ ), exprimée par [Kra88] :

$$\lim_{k \rightarrow 0} \sigma = 4\pi a^2 \quad (1.7)$$

En comparant avec la relation 1.2 et pour  $l = 0$  nous trouvons :

$$a = \pm \lim_{k \rightarrow 0} \frac{\sin \delta}{k} \quad (1.8)$$

À basse énergie, la longueur de diffusion peut être donnée lorsque  $k \rightarrow 0$  :

$$a_s \simeq -\frac{\delta}{k}$$

Dans le cas où  $a_s > 0$  l'état est lié et il devient non lié lorsque  $a_s < 0$ . Nous pouvons donc écrire l'énergie d'un état virtuel ( $l = 0$ ) en fonction de la longueur de diffusion :

$$E_R \simeq \frac{\hbar^2}{2\mu a_s^2} \quad (1.9)$$

### 1.2.2 Les isotones $N=7$ et l'inversion de parité

Les isotones  $N = 7$  suscitent un intérêt particulier à cause de la séquence de leurs états, différente de celle prédite par le modèle en couches.

Le modèle en couches standard prédit un état  $J^\pi = 1/2^-(\nu 1p_{1/2})$  pour l'état fondamental des noyaux avec  $N = 7$  neutrons. Ceci est vérifié pour  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{C}$ , mais  $^{11}\text{Be}$  présente une inversion de parité, car l'état  $1/2^+(\nu 2s_{1/2})$  apparaît en tant qu'état fondamental [Deu68]. Cette inversion de parité a été prédite pour la première fois par Talmi et Unna en 1960 [TU60]. Ces derniers ont montré que l'inversion de parité pour le noyau  $^{11}\text{Be}$  peut être prédite en utilisant une extrapolation linéaire entre la différence  $p_{1/2}-s_{1/2}$  dans  $^{13}\text{C}$  (3.09 MeV) et la différence correspondante entre les centres de masse des états associés dans le  $^{12}\text{B}$  (1.44 MeV). L'état  $s_{1/2}$  a ainsi été prédit comme étant le fondamental de  $^{11}\text{Be}$  à 0.21 MeV en dessous du niveau  $p_{1/2}$  (voir figure 1.6).

L'inversion de parité pour les isotones  $N = 7$  n'a pas cependant été confirmée par les premiers calculs théoriques du modèle en couches, comme par exemple le calcul de Poppelier [Pop85], mais tous les calculs récents prédisent l'inversion de parité [Sag93, Kit93, Pop93, Che01, Ots01].

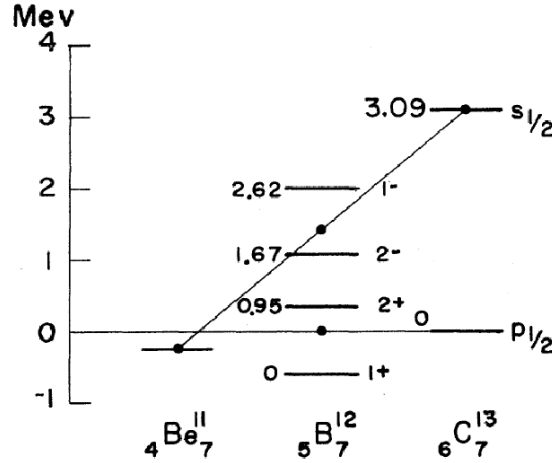


Figure 1.6 – Résultats de Talmi et Unna sur l'inversion de parité.

La figure 1.7 présente la différence entre l'énergie d'excitation et l'énergie de séparation du neutron  $S_n$  du fondamental en fonction de nombre de protons pour les niveaux  $1/2^+$  et  $1/2^-$  de la série d'isotones  $N = 7$  [Che00]. Les résultats récents sur le  ${}^{10}\text{Li}$  confirment l'observation d'un état virtuel  $s$  proche de seuil d'émission de neutron et d'une résonance au voisinage de 0.5 MeV (voir, par exemple [Sim04, Jep06, Alf07, Aks08]).

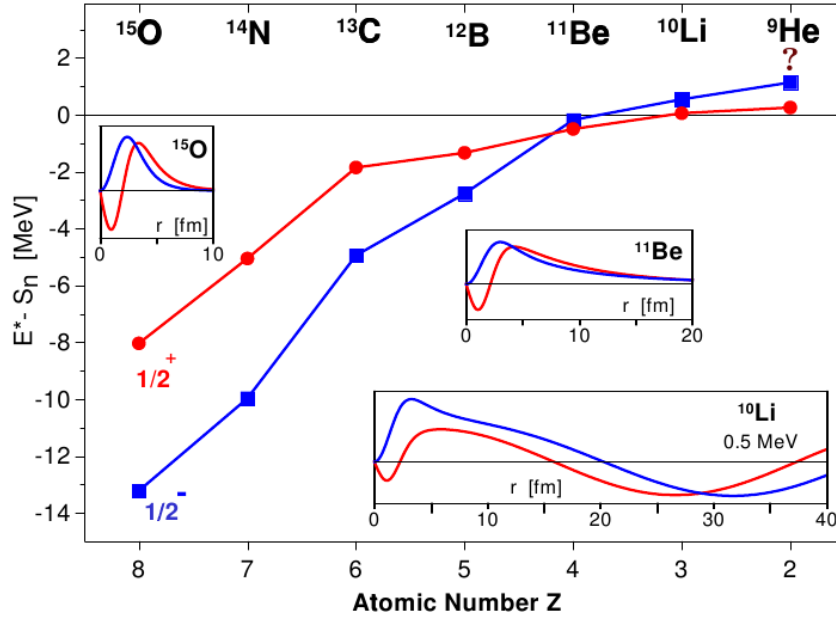
### 1.3 Le noyau d' ${}^9\text{He}$

L'intérêt de l' ${}^9\text{He}$  est dû au fait qu'il est le noyau le plus riche en neutrons ( $N/Z=3.5$ ) de la série des isotones  $N = 7$ .

La première observation de l' ${}^9\text{He}$  est due à K.K. Seth en 1987 via la réaction  ${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$  [Set87]. L'état observé à la plus basse énergie d'excitation, identifié dans cette expérience comme l'état fondamental, est un état  $1p_{1/2-}$  à une énergie de 1,13(10) MeV au-dessus du seuil  ${}^8\text{He} + n$  avec une largeur  $\Gamma = 0,42(0,1)$  MeV. Deux autres états ont été observés : le premier état excité a été identifié comme un état  $2s_{1/2+}$  à 2,33(0,1) MeV avec  $\Gamma = 0,42(0,1)$ , et le deuxième comme un état  $5/2^+, 3/2^-$  à 4,93(0.1) MeV avec  $\Gamma = 0,5(0,1)$  MeV. Il y a une forte probabilité d'un état à 8,13 MeV avec  $\Gamma = 0,55(0,1)$  MeV (voir figure 1.8 en haut).

La réaction  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O})$  a été étudiée par le groupe de HMI [Oer95, Boh88]. Malgré la faible statistique, un état à 1,13 MeV au-dessus du seuil d'émission du neutron et un état à 4,93 MeV ont été observés (figure 1.8 en bas).

Les mêmes auteurs [Oer95, Boh99] ont également étudié la réaction  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$ . L'état proposé pour le fondamental ( $J^\pi = 1/2^-$ ) a été trouvé à 1,27 MeV au-dessus du seuil d'émission du neutron avec  $\Gamma = 0,1(6)$  MeV. Trois états excités ont été mesurés à 2,37(10) (avec  $\Gamma = 0,7(2)$  MeV), à 4,3(10) et à 5,25(10) MeV (voir figure 1.9).



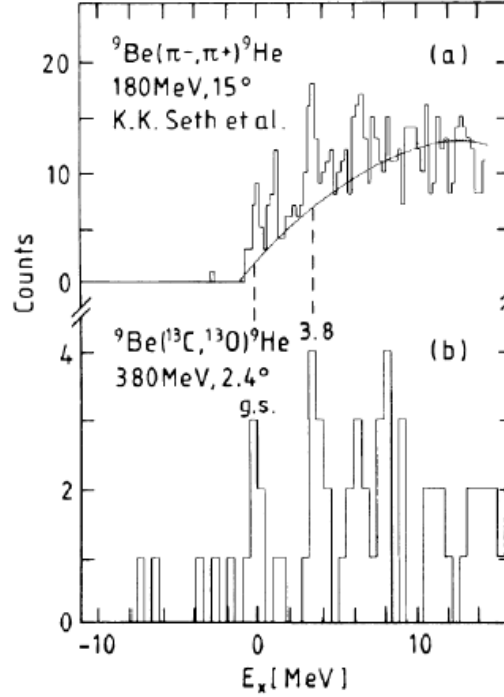
**Figure 1.7** – Différence entre l’énergie d’excitation et l’énergie de séparation du neutron  $S_n$  en fonction de nombre de protons pour les niveaux  $1/2^+$  et  $1/2^-$  de la série d’isotones  $N = 7$ . Les fonctions d’onde présentées ici sont calculées en utilisant un potentiel Woods-Saxon représentant un état fortement lié pour l’ $^{15}\text{O}$  alors que dans le  $^{11}\text{Be}$  et  $^{10}\text{Li}$  ces fonctions d’onde représentent un état non lié. Le noyau d’ $^9\text{He}$  est étudié dans ce travail afin d’étudier la question de l’inversion de parité et les états excités de ce noyau. Cette figure est extraite de [Che00]

Dans ces trois études, l’état identifié comme état fondamental s’est vu attribué un spin-parité  $J^\pi = 1/2^-$ , ce qui signifiait qu’il n’y a pas d’inversion de parité pour ce noyau tel que trouvé pour  $^{11}\text{Be}$  et  $^{10}\text{Li}$  de la série des isotones  $N = 7$ . Ces résultats sont en accord avec les premières études théoriques [Pop85, Ogl95].

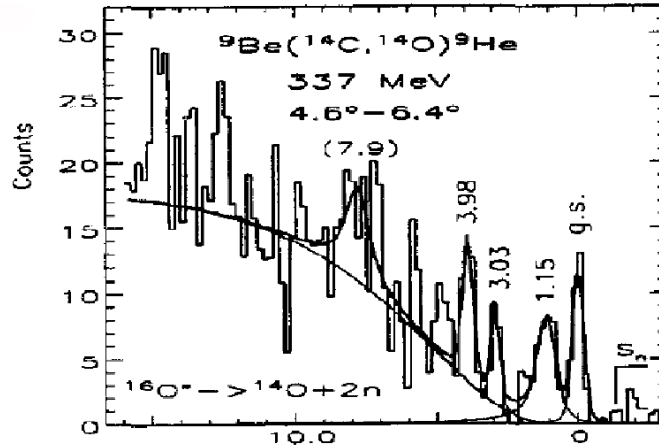
Plus récemment, Barker [Bar04] a montré que la petite largeur de l’état  $1/2^-$  ( $\Gamma = 0,42$  MeV [Set87] et  $\Gamma = 0,1$  MeV [Oer95]) ne permet pas de le considérer comme un état de particule indépendante. Selon les calculs<sup>1</sup> de Barker la largeur d’un état  $1/2^-$  pour  $^8\text{He} + n$  est de l’ordre de 1 MeV.

Le travail de Chen [Che01], où la réaction de “knock-out” de deux protons à partir d’un faisceau de  $^{11}\text{Be}$  à 28 MeV/nucléon a été étudiée, est le premier travail expérimental à identifier un état à une énergie plus petite que dans les expériences précédentes (juste 0,2 MeV au-dessus du seuil  $^8\text{He} + n$ ), en affirmant que cet état correspond à un état  $2s_{1/2}$  confirmant l’inversion de parité pour le noyau d’ $^9\text{He}$  (figure 1.10). La longueur de diffusion trouvée par Chen est  $a_s \leq -10$  fm correspond à un état virtuel d’énergie  $\lesssim 0,2$  MeV. Ces résultats sont accompagnés de calculs théoriques utilisant le modèle

1. Barker [Bar04] a utilisé un potentiel Woods-Saxon, la largeur trouvée est  $\Gamma = 1,27$  MeV. Un autre calcul a été fait en utilisant la matrice-R, la largeur trouvée est  $\Gamma = 0,95$  MeV.



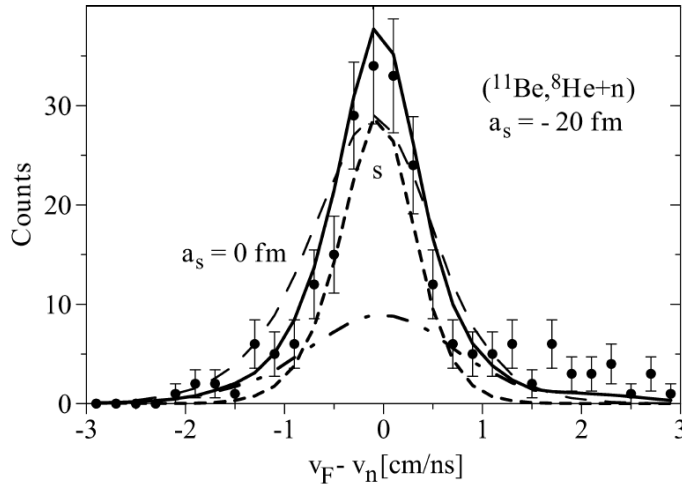
**Figure 1.8** – Spectre de masse manquante pour la réaction  $^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+)$  [Set87] (en haut) et la réaction  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{O})$  [Boh88] (en bas).



**Figure 1.9** – Spectre d'énergie d'excitation d' $^9\text{He}$  [Oer95].

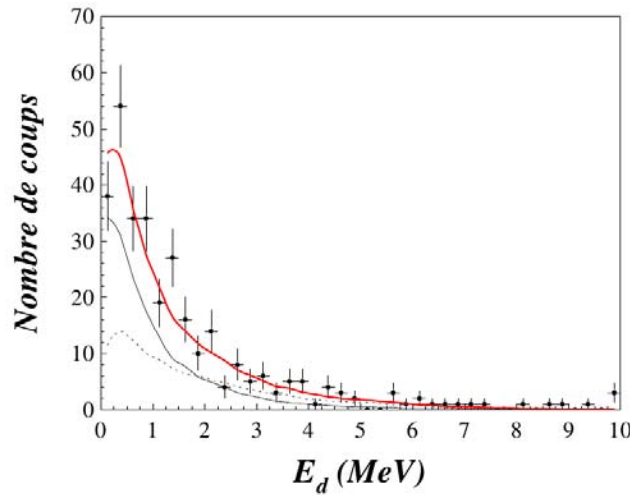
$(0\hbar w)$  pour les parités négatives et  $(1\hbar w)$  pour les parités positives basé sur les calculs de l'espace  $0p1s0d$  du modèle en couches de Warburton et Brown [War92] (voir figure 1.17).

La réaction  $C(^{11}\text{Be}, ^8\text{He} + n)X$  a été traitée par Al Falou [Alf07]. Le spectre de la figure 1.11 a été reproduit pour  $-2 \lesssim a_s \lesssim 0$  fm, ce qui signifie qu'aucune interaction n'existe dans l'état final ou si elle existe, elle est très faible.



**Figure 1.10** – Spectre en vitesse relative obtenu pour la réaction  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{Be}, {}^8\text{He} + n)X$  par Chen *et al.* [Che01]. La ligne continue correspond à l’ajustement total comprenant un état  $s$  caractérisé par une longueur de diffusion  $a_s = -20$  fm (tirets courts) et un fond (tirets-points). La ligne marquée par  $a_s = 0$  fm représente un ajustement sans prendre en compte l’interaction dans l’état final et sans le fond.

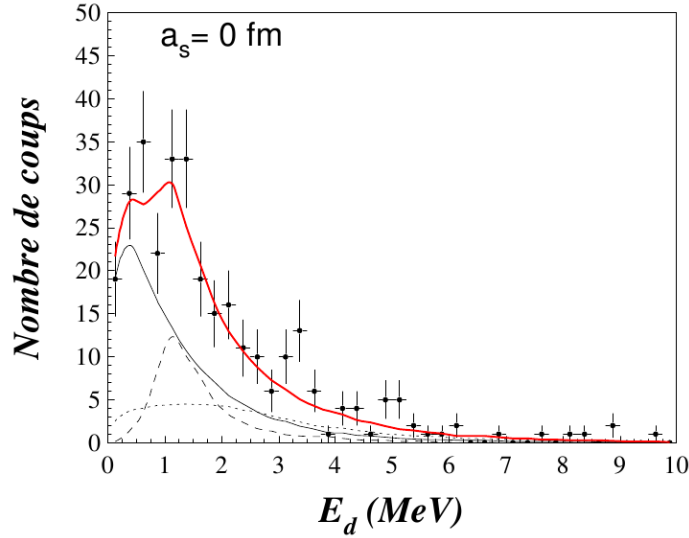
Al Falou [Alf07] a également étudié la réaction  $C({}^{14}\text{B}, {}^8\text{He} + n)X$  [Alf07]. Elle montre un état virtuel  $s$  avec une longueur de diffusion  $-2 \lesssim a_s \lesssim 0$  fm et un état de résonance  $E_r = 1,3$  MeV pour une largeur  $\Gamma = 1$  MeV. Les résultats des ajustements sont présentés sur la figure 1.12.



**Figure 1.11** – Énergie de décroissance de  ${}^8\text{He} + n$  provenant de la réaction  $C({}^{11}\text{Be}, {}^8\text{He} + n)X$  [Alf07]. Le meilleur ajustement est obtenu pour une longueur de diffusion  $a_s = 0$  fm ( $\chi/n = 1,05$ ). La ligne rouge (ligne épaisse) correspond à l’ajustement total comprenant un ajustement pour un état  $s$  virtuel (ligne mince continue) et un fond (tirets)

Les résultats les plus récents sur  ${}^9\text{He}$  ont été obtenus au GSI par Johansson *et al.* [Joh10]. Ils ont utilisé la réaction  ${}^1\text{H}({}^{11}\text{Li}, 2pn)$ . Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 1.13. La partie gauche de la figure présente le résultat obtenu avec l’hypothèse d’un seul état  $s$ . Cet ajustement donne  $\chi^2/n = 1,42$ . Pour améliorer l’ajustement et





**Figure 1.12** – Énergie de décroissance de  $^8\text{He} + n$  provenant de la réaction  $C(^{14}\text{B}, ^8\text{He} + n)X$  [Alf07]. L’ajustement (ligne rouge épaisse) a été fait pour un état virtuel  $s$  (ligne mince) et un état de résonance à  $E_r = 1,27$  MeV (tirets) avec un fond (points). Le meilleur ajustement a été trouvé pour  $a_s = 0$  fm.

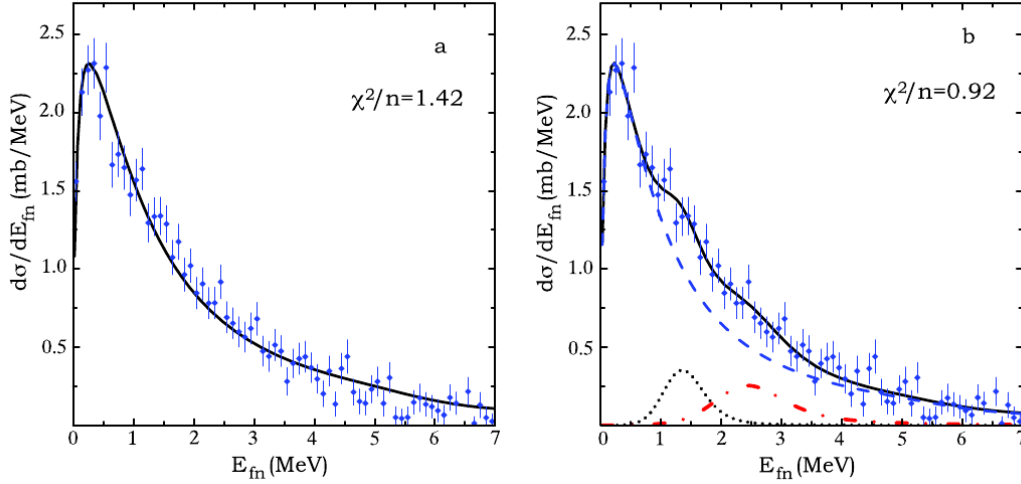
pour prendre en compte les états trouvés dans les autres études (comme [Boh99]), un autre ajustement est proposé en ajoutant un état à  $1,33(8)$  MeV avec une largeur de  $0,1(6)$  MeV et un autre état à  $2,42(10)$  MeV avec  $\Gamma = 0,7(20)$  MeV. Cet ajustement donne un meilleur résultat avec  $\chi^2/n = 0,92$  et  $a_s = -3,17(66)$  fm, qui est en accord avec les valeurs obtenues par Al Falou [Alf07].

La figure 1.14 extraite de [Joh10] montre le spectre de la section efficace en fonction de l’énergie relative pour  $^8\text{He} + n$ . Trois approches différentes ont été utilisées pour décrire la partie à basse énergie du spectre de la figure 1.14 :

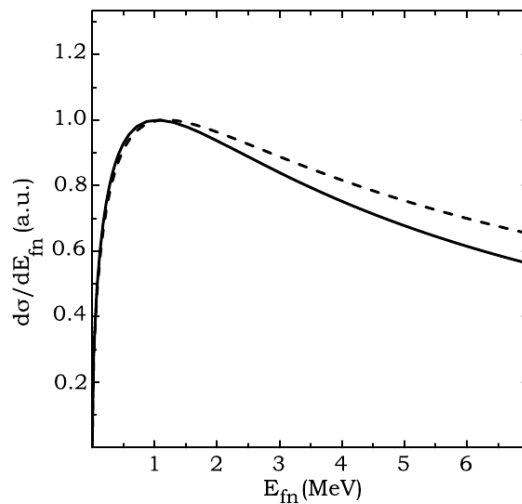
- ❶ l’approximation de portée effective, où le pic observé est décrit comme étant dû à la diffusion par un potentiel d’interaction,
- ❷ la théorie de la matrice-R, où ce pic est interprété comme un état résonant,
- ❸ la théorie de la matrice-S, où il est la conséquence d’un pôle à énergie négative dans le plan complexe en énergie.

Ce spectre montre une structure importante autour de 1 MeV avec une largeur à mi-hauteur très large ( $FWHM \simeq 10$  MeV). La position du pôle de la matrice-S pour  $a_s = -3,17(-3,55)$  fm et  $r_0 = 3,0(1,66)$  fm est  $E_s = -1,28(-1,3)$  MeV. Selon Johansson *et al.*, en regardant la figure 1.14, nous pouvons conclure que ni les paramètres de matrice-R ni la position du pôle de la matrice-S ne permettent d’identifier cette structure comme l’état fondamental d’ $^9\text{He}$  avec  $J^\pi = 1/2^+$ . L’interaction d’ $^8\text{He}$  avec le neutron (onde-s) est trouvée très faible (longueur de diffusion proche de 0). Johansson *et al.* ont proposé de considérer la structure à basse énergie dans le spectre d’énergie

relative comme un phénomène de seuil [Joh10].



**Figure 1.13** – Spectre d’énergie relative pour  ${}^8\text{He}+n$  issu de la réaction  ${}^1H({}^{11}\text{Li}, 2pn)$  avec un faisceau de  ${}^{11}\text{Li}$  à 280 MeV/nucléon fait par Johansson *et al.* [Joh10]. (a) La ligne noire représente l’ajustement en prenant en compte un seul état  $s$ . (b) Les deux lignes (points et tirets-points) représentent deux résonances Breit-Wigner, la ligne en tiret représente un état  $s$ . L’ajustement de trois états est présenté par la ligne noire (continue).

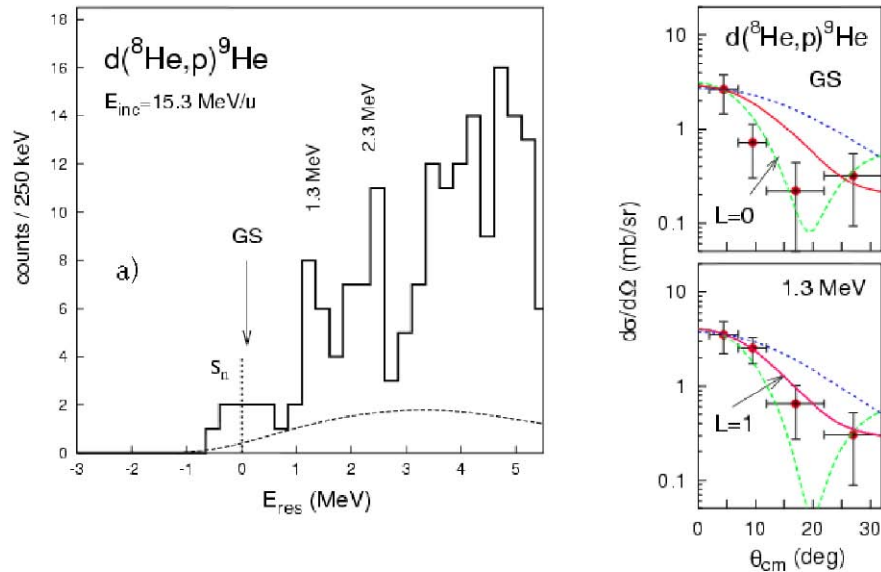


**Figure 1.14** – Spectre calculé de section efficace en fonction de l’énergie relative pour  ${}^8\text{He}+n$  issu de la réaction  ${}^1H({}^{11}\text{Li}, 2pn)$  en utilisant les paramètres de l’approximation de portée effective :  $a_s = -3,17$  fm,  $r_0 = 3$  fm (ligne continue),  $a_s = -3,55$  fm,  $r_0 = 1,66$  fm (tirets).

L’étude des états isobariques d’ ${}^9\text{He}$  dans le noyau de  ${}^9\text{Li}$  a été réalisée par G.V. Rogachev *et al.* [Rog03]. Le dispositif expérimental n’a pas permis de déterminer les états à basse énergie, mais trois états excités sont observés : un état  $(1/2^-, 3/2^-)$  à 1,1 MeV avec une largeur  $\Gamma < 0,1$  MeV, un deuxième état  $3/2^-$  (ou  $1/2^-$ ) à 2,2 MeV avec

$\Gamma = 1,1(0,4)$  MeV, et un état  $(5/2^+, 3/2^+)$  à 4,0 MeV avec  $\Gamma = 0,24(0,1)$  MeV. Le même travail a été fait par Demonchy [Dem03], avec un dispositif sensible à la partie à basse énergie. Toutefois, les états à basse énergie n'ont pas été observés dans ce travail. Un état est trouvé à 1,2 MeV de spin  $J^\pi = 1/2^+$  avec  $\Gamma = 0,2$  MeV et un état à 2,2 MeV de spin  $J^\pi = 1/2^-$  (ou  $3/2^-$ ) avec  $\Gamma = 0,5$  MeV.

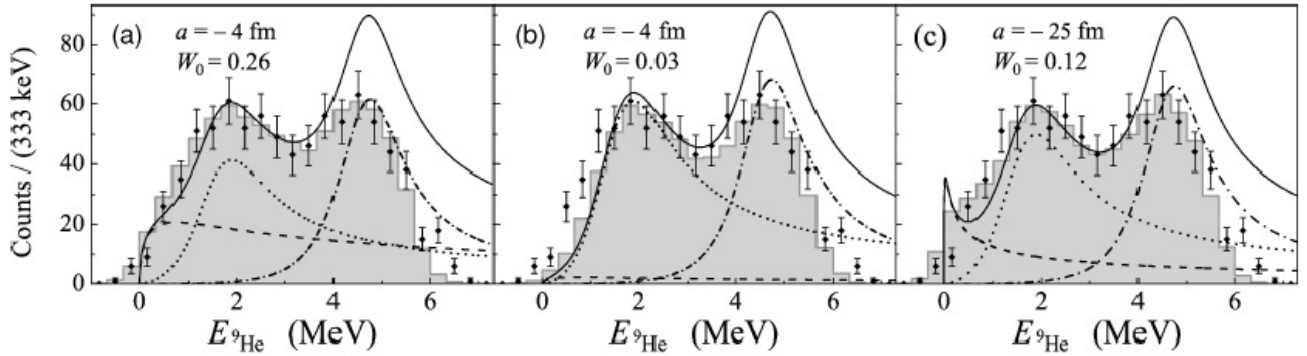
L' $^9\text{He}$  a été étudié également par réaction de transfert à relativement basse énergie. Une étude expérimentale menée par Fortier *et al.* [For07] a utilisé la réaction  $d(^8\text{He},p)^9\text{He}$  à une énergie du faisceau de 15,3 MeV/nucléon. L'utilisation de huit télescopes MUST à l'arrière de la cible a permis de couvrir les angles du laboratoire  $\theta_{lab}$  de  $110^\circ$  à  $170^\circ$ . Cette étude a montré la présence de trois états possibles à 0,02, 1,3 et 2,3 MeV (avec deux autres états qui sont probables à 3,87 et à 5 MeV). Les distributions angulaires pour l'état identifié comme le fondamental et le premier état excité (présentées à la droite de la figure 1.15) suggèrent la possibilité de l'inversion de parité entre les niveaux  $1/2^+$  et  $1/2^-$ , mais il faut souligner ici la faiblesse de la statistique obtenue dans ce travail notamment pour le pic autour de 0 MeV (figure 1.15).



**Figure 1.15** – À gauche : spectre de masse manquante pour l' $^9\text{He}$  issu de la réaction  $d(^8\text{He},p)^9\text{He}$  avec un faisceau d' $^8\text{He}$  à 15,3 MeV/nucléon [For07]. La ligne (tiret) représente l'espace de phase à 3-corps. À droite : la distribution angulaire du fondamental et du premier état excité de l' $^9\text{He}$  comparé au calcul DWBA. L'inversion de parité est suggérée entre ces deux états où le fondamental peut être un état  $l = 0$  et le premier état excité est un  $l = 1$ .

La même réaction  $d(^8\text{He},p)^9\text{He}$  a été étudiée par Golovkov *et al.* [Gol07], avec un faisceau d' $^8\text{He}$  à 25 MeV/nucléon. L'état le plus bas correspond à un état virtuel de longueur de diffusion  $a_s > -20$  fm. Deux états excités sont également observés : un état  $1/2^-$  à 2 MeV avec une largeur  $\Gamma \sim 2$  MeV, un autre état  $5/2^+$  à une énergie  $\geq 4,2$  MeV d'une largeur  $\Gamma > 0,5$  MeV (figure 1.16). Les largeurs observées dans ce travail sont

très grandes en comparaison avec les résultats des travaux précédents. Notons que dans ce travail la résolution en énergie était de l'ordre de 800 keV. Si nous supposons que le premier état excité est une superposition entre deux états, l'un à une énergie autour de 1,3 MeV et l'autre autour de 2,4 MeV, alors nous pouvons dire que cette étude est en accord avec les travaux précédents.



**Figure 1.16** – Spectre d’énergie d’excitation pour l’ ${}^9\text{He}$  issu de la réaction  $d({}^8\text{He},p){}^9\text{He}$  avec un faisceau d’ ${}^8\text{He}$  à 25 MeV/nucléon [Gol07]. La ligne continue représente le somme de tous les états. Les trois courbes (tiret, point, et point-tiret) représentent les trois états  $1/2^+$ ,  $1/2^-$  et  $5/2^+$  respectivement.

**Résumé :** Les résultats expérimentaux concernant la structure de l’ ${}^9\text{He}$  sont contradictoires (tableau 1.1 et schéma 1.17). Lorsque certains travaux expérimentaux observent un état fondamental  $1/2^-$  à une énergie voisine de 1,2 MeV [Set87, Boh88, Oer95, Rog03], d’autres travaux trouvent pour l’état fondamental un état  $1/2^+$  proche du seuil  ${}^8\text{He} + n$  [Che01, For07, Gol07]. Pour certains, cet état observé autour de 0 MeV au dessus de seuil  ${}^8\text{He} + n$ , n’est qu’un effet de seuil [Alf07, Joh10]. Les réactions utilisées pour étudier l’ ${}^9\text{He}$  ont des sélectivités différentes. Les réactions de double échange de charge utilisées dans les premières expériences font intervenir des mécanismes compliqués. Pour ce qui est des réactions “knock-out”, les premières expériences souffraient d’une statistique relativement faible, et les réactions plus récentes montrent la difficulté de l’analyse de ce type de données. Enfin, la différence entre les résultats obtenus par la réaction de transfert peut s’expliquer d’une part par la faible statistique obtenue avec MUST [For07], et d’autre part par une énergie de réaction mal adaptée pour les résultats de Golovkov *et al.* [Gol07].

Contrairement aux calculs récents du modèle en couches qui s’accordent sur un état fondamental  $1/2^+$  et un état excité autour de 1 MeV [Pop93, Sag93, Kit93, Ots01, Che01], les autres calculs (comme le calcul de Aoyama *et al.* [Aoy97] par exemple) n’ont pas réussi à reproduire un état (s) résonant.

$C(^{11}B, ^8He + n)$									
	$^9Be(\pi^-, \pi^+)$	$^9Be(^{13}C, ^{13}O)$	$^9Be(^{14}C, ^{14}O)$	$^9Be(^{11}Be, ^8He + n)$	$^8He(p, p)$	$d(^8He, p)$	$d(^8He, p)$	$C(^{14}B, ^8He + n)$	$^1H(^{11}Li, ^8He + n)$
	[Set87]	[Boh88]	[Oer95]	[Che01]	[Rog03]	[For07]	[Gol07]	[Alf07]	[Joh10]
$GS$				$a_s \leq -10$ fm		0, 02 MeV	$a_s \geq -20$ fm	$-2$ fm $\leq a_s \leq 0$ fm	$a_s \sim -3$ fm
$FWHM$									
$E_r$	1, 13(10)	1, 13	1, 27(10)		1, 1	1, 30(0, 06)	2(2)	1, 27	1, 33(8)
$FWHM$	0, 42(10)		0, 10(6)			0, 2(0, 2)	2	1	0, 1
$E_r$	2, 3		2, 4(10)		2, 2	2, 30(0, 11)			2, 42
$FWHM$	0, 42(10)		0, 70(20)			0, 7(0, 2)			0, 7
$E_r$			4, 3(10)		4	3, 87(0, 24)	$\geq 4, 2$		
$FWHM$						1, 6(0, 6)	$> 0, 5$		
$E_r$	4, 9	4, 9	5, 25(10)			5, 0(0, 13)			
$FWHM$	0, 50(10)					0, 9(0, 4)			

**Table 1.1** – Présentation générale des résultats obtenus pour  $^1\text{H}^9\text{He}$ .  $E_r(\text{MeV})$  est l'énergie de résonance au-dessus d' $^8\text{He}+n$ , avec  $FWHM(\text{MeV})$  la largeur à mi-hauteur de la résonance.



**Figure 1.17** – Comparaison entre les valeurs expérimentales et théoriques pour le noyau d' $^9\text{He}$ . L'énergie des états en tiret est calculée à partir de la longueur de diffusion en utilisant la formule approximative (1.9). Les énergies en tiret-points sont des états probables.

## 1.4 Méthode expérimentale utilisée pour l'étude de ${}^9\text{He}$

### 1.4.1 Réactions directes

Une réaction “directe” est une réaction où l'on passe directement de l'état initial à l'état final sans passer par un état intermédiaire où un noyau composé est formé : diffusion élastique, inélastique, transfert, “knock-out” . . . . Les réactions directes se produisent rapidement, à la surface du noyau. Elles ont été très utilisées dans le passé pour étudier la structure des noyaux stables en envoyant des particules légères sur diverses cibles. Pour les noyaux exotiques, les rôles de la cible et du faisceau sont inversés : comme la durée de vie des noyaux exotiques est en général trop courte pour pouvoir envisager d'en faire des cibles, le noyau à étudier est le faisceau. Les réactions directes les plus utilisées pour étudier la structure des noyaux exotiques sont, à basse énergie  $E < 20$  MeV/nucléon, les réactions de transfert et à haute énergie  $E > 20$  MeV/nucléon, les réactions de “knock-out” ou de cassure.

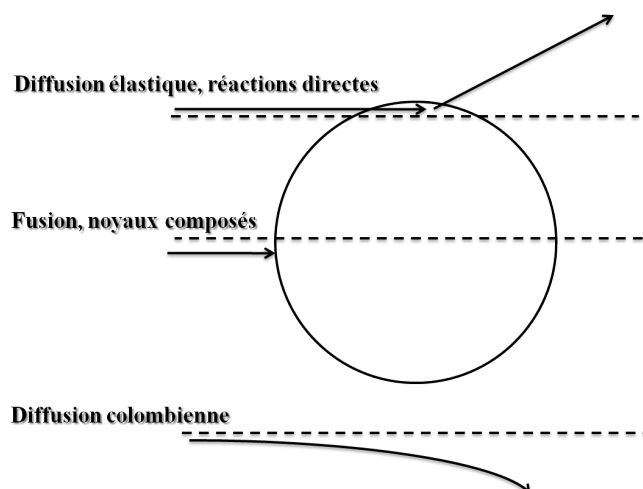


Figure 1.18 – Quelques réactions possibles entre deux noyaux.

### 1.4.2 Les réactions de transfert

Les réactions de transfert sont des réactions directes à deux corps où un ou plusieurs nucléons sont transférés entre un noyau du faisceau et un noyau de la cible. Les réactions de transfert ont permis de mener de nombreuses études sur les noyaux stables, en utilisant des faisceaux légers de  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  . . . . Depuis quelques années, elles sont utilisées pour étudier les noyaux à la limite de la stabilité et au-delà et cela est grâce à l'utilisation des faisceaux radioactifs sur des cibles légères (cinématique inverse).

Pour étudier ce type de réaction, nous utilisons la méthode de la masse manquante. Pour expliquer cette méthode, nous supposons que nous avons la réaction :  $a + A \rightarrow b + B$ ,

où  $A$  est un noyau faisceau,  $a$  est un noyau cible,  $b$  le noyau détecté et  $B$  le noyau d'intérêt. Traditionnellement, cette réaction peut être écrite comme :  $a(A, b)B$ . Nous avons des informations complètes sur  $a$ ,  $A$  et  $b$  et nous voulons étudier le noyau  $B$ . La masse de ce noyau  $M_B$  peut être obtenue comme :  $M_B^2 = E_B^2 - P_B^2$ . Où  $E_B$  et  $P_B$  sont respectivement l'énergie et l'impulsion de noyau  $B$ . Les caractéristiques cinématiques du noyau en voie de sortie peuvent être complètement reconstruites à l'aide des lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion :

$$E_B = E_A + E_a - E_b \quad (1.10)$$

$$P_B^2 = P_A^2 + P_b^2 - 2P_A P_b \cos \theta_b \quad (1.11)$$

Avec  $P_a = 0$  pour la cible,  $\theta_b$  est l'angle de détection de la particule  $b$  (ces formules sont détaillées dans §4).

Les caractéristiques des noyaux du faisceau et de la cible sont bien connues, il nous suffit donc de déterminer l'énergie et l'angle de la particule  $b$  pour pouvoir déterminer la masse  $M_B$  et en conséquence l'énergie d'excitation de ce noyau :  $E^* = M_B - M_B^0$ , où  $M_B^0$  est la masse du noyau dans son état fondamental.

La mesure de la distribution angulaire de ces réactions offre des informations sur le moment transféré et en conséquence les parités des états. Elle donne aussi une mesure des facteurs spectroscopiques, en les comparant avec des modèles théoriques tels que DWBA (**D**istorted **W**ave **B**orn **A**pproximation) ou les voies couplées CRC (**C**oupled **R**eaction **C**hannels), dont le formalisme est brièvement présenté dans l'Annexe A.

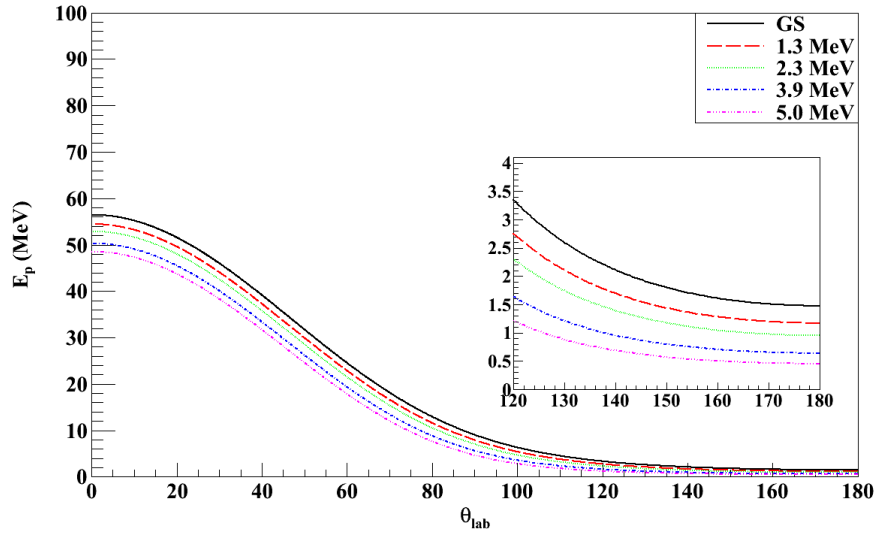
Dans le présent travail, le noyau d' $^9\text{He}$  a été étudié en utilisant la réaction  $d(^8\text{He}, p)^9\text{He}$  à une énergie du faisceau de 15,4 MeV/nucléon. Nous avons donc une réaction de transfert d'un neutron, avec en voie de sortie un proton et un  $^9\text{He}$ , non-lié, qui se désintègre en  $^8\text{He} + n$ . L'information obtenue sur le proton lors de l'expérience permet de reconstruire les états de l' $^9\text{He}$ , en utilisant la méthode de la masse manquante. Les distributions angulaires de chacun de ces états déterminent les multipolarités associées et permettent, à priori, de connaître le spin et la parité.

La figure (1.19) montre la corrélation cinématique entre l'énergie et l'angle d'émission du proton émis dans la réaction  $d(^8\text{He}, p)^9\text{He}$ , dans le cas d'un transfert vers l'état fondamental et vers les quatre états excités trouvés précédemment par Fortier *et al.* [For07]. Pour cette réaction de stripping d'un neutron, les angles avant dans le centre de masse, où les sections efficaces sont les plus grandes (voir figure 1.20), correspondent au cas où la particule légère de recul est émise vers l'arrière dans le laboratoire. Le système de détection doit donc couvrir ces angles, si possible entre  $180^\circ$  et au moins jusqu'à  $120^\circ$ . Il apparaît aussi sur la figure (1.19) que les énergies des protons sont relativement basses : inférieures à 3,5 MeV pour  $\theta_{lab} \sim 120^\circ$  et proches de 500 keV à  $180^\circ$ , dans le cas d'un état excité situé à 5 MeV d'énergie d'excitation. La mesure de ces particules nécessite un



ensemble de détection avec un seuil en énergie aussi bas que possible. De plus, la séparation des différents états excités requiert une excellente résolution en énergie et en angle. Enfin, les faisceaux secondaires ayant des intensités plus faibles que celles des faisceaux stables par plusieurs ordres de grandeur, l'efficacité de détection joue un rôle crucial.

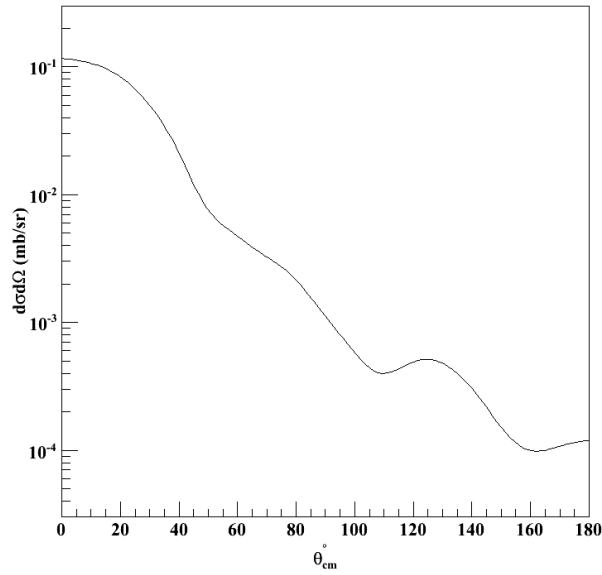
L'ensemble de télescopes MUST2 qui a été utilisé dans ce travail présente des caractéristiques parfaitement adaptées à l'étude des réactions directes induites par des faisceaux exotiques.



**Figure 1.19** – Cinématique de la réaction  $d({}^8\text{He},p){}^9\text{He}$  à 15, 4 MeV/nucléon calculée par le programme LISE++[LIS].

La réaction  $d({}^{16}\text{O},p){}^{17}\text{O}$  a été étudiée aussi afin d'avoir la résolution expérimentale, de tester le système de détection et de vérifier la validité de nos codes d'analyse.

Dans ce travail, nous cherchons à vérifier la possibilité de l'inversion de parité pour le noyau d' ${}^9\text{He}$  en étudiant la réaction  $d({}^8\text{He},p){}^9\text{He}$ . Dans la suite de ce manuscrit, nous allons tout d'abord décrire la méthode de production du faisceau utilisé et le dispositif expérimental associé à l'expérience E473s. Ensuite, nous allons présenter les traitements effectués pour les différents détecteurs (étalonnage, reconstruction de position, alignement, ...). L'extraction des grandeurs physiques (calcul de la cinématique de la réaction, section efficace, ...) sera traitée dans le chapitre 4 qui sera suivi par l'étude de la réaction de validation  $d({}^{16}\text{O},p){}^{17}\text{O}$  (chapitre 5) en montrant les méthodes employées pour la sélection des événements d'intérêt, la reconstruction du spectre de l'énergie d'excitation de l' ${}^{17}\text{O}$  et le calcul de la distribution angulaire associée à chaque état. Après avoir validé nos méthodes d'analyse, nous allons consacrer le chapitre 6 à l'étude de la réaction  $d({}^8\text{He},p){}^9\text{He}$  afin de reproduire le spectre d'énergie d'excitation et les distributions angulaires associées aux états identifiés pour le noyau d' ${}^9\text{He}$ . La conclusion du chapitre 7



**Figure 1.20** – Le calcul DWBA pour le fondamental de l' $^9\text{He}$ . Les petits angles centre de masse correspond aux grands angles laboratoire. Nous remarquons que pour ces angles la section efficace est plus importante que les grands angles centre de masse (petits angles laboratoire).

sera dédiée à la discussion des résultats obtenus dans ce travail et aux perspectives pour les travaux à l'avenir.

## Dispositif expérimental

### 2.1 Introduction

L'expérience E473s a été réalisée en 2007 au GANIL (**G**rand **A**ccélérateur **N**ational d'**I**ons **L**ourds). Elle fait partie de ces expériences précédemment introduites utilisant un faisceau radioactif en cinématique inverse. Elle a pour objectif d'étudier la réaction  $d(^8\text{He}, p)^9\text{He}$  et de sonder la structure du noyau non lié  $^9\text{He}$ .

Le faisceau d' $^8\text{He}$  utilisé dans cette expérience a été produit par le **S**ystème de **P**roduction d'**I**ons **R**adioactifs **A**ccélérés en **L**igne (SPIRAL) [Vil03] (cf. figure 2.1). Le faisceau d' $^8\text{He}$  à 15,4 MeV/nucléon a été envoyé sur une cible plastique enrichie en deutons.

Quatre télescopes MUST2 ont été utilisés pour la détection des particules chargées de recul. Ces télescopes permettent d'avoir une couverture angulaire dans le laboratoire de  $120^\circ$  à  $180^\circ$  qui correspondent aux angles  $0^\circ - 20^\circ$  dans le centre de masse. Le télescope MUST2 a une très bonne résolution en énergie et en temps de vol. Deux détecteurs de faisceau CATS ont été utilisés afin de déterminer la trajectoire exacte du faisceau pour avoir l'angle d'incidence sur la cible.

Un faisceau stable d' $^{16}\text{O}$  à 15,4 MeV/nucléon a été produit de la même façon afin de vérifier le bon fonctionnement de notre dispositif et de valider nos codes d'analyse.

Ce chapitre décrit les techniques employées pour produire un faisceau radioactif et le système de détection des noyaux d'intérêt.

### 2.2 Production du faisceau

Au GANIL, la production de noyaux exotiques est fondée sur deux méthodes : la fragmentation en vol des noyaux d'un faisceau d'ions stables sur une cible, produisant des faisceaux de haute énergie<sup>1</sup>, et la méthode ISOL (**I**sotopes **S**eparation **O**n **L**ine).

---

1. Avec le spectromètre LISE [SL87, Ann87]

Notre faisceau a été produit par la méthode ISOL utilisant l'installation SPIRAL.

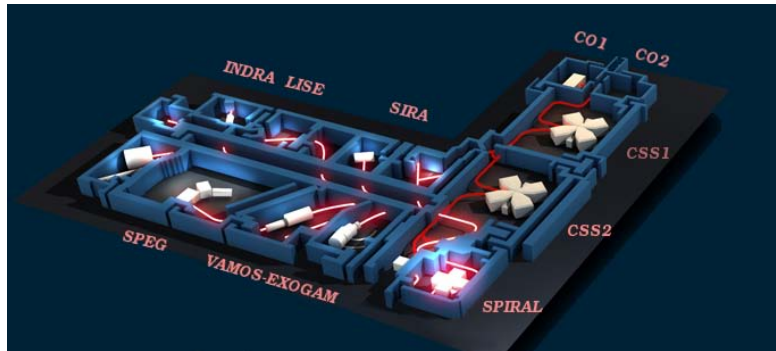
Le schéma 2.1 représente les différentes parties du GANIL. Un premier cyclotron (C01 ou C02) reçoit les atomes de  $^{13}\text{C}$  ionisés par une source ECR (**E**lectron **C**yclotron **R**ésonance). Ces ions vont être accélérés jusqu'à quelques centaines de keV/nucléon. Ensuite, ils sont injectés dans deux **C**yclotrons à **S**ecteurs **S**éparés (CSS1 et CSS2) qui les accélèrent jusqu'à 75 MeV/nucléon.

Ce faisceau primaire de  $^{13}\text{C}$  est envoyé sur une cible épaisse de carbone de 8,45 mm (chauffée à 2300 K) qui arrête complètement le faisceau.

Le faisceau de  $^{13}\text{C}$  fragmente sur les atomes de la cible et des noyaux légers en majorité de  $A$  et de  $Z$  plus faibles que ceux du  $^{13}\text{C}$  sont alors produits.

Ces noyaux, en particulier les gaz, sont extraits vers une autre source ECR. Ce faisceau radioactif de basse énergie est sélectionné par un séparateur de faible résolution. Puis il est envoyé dans le cyclotron CIME (**C**yclotron pour **I**ons de **M**oyenne **E**nergie) qui va accélérer le faisceau secondaire et séparer les noyaux selon leur masse  $B\rho = \frac{MV}{Q}$ , où  $B\rho$  est la rigidité magnétique,  $M$  est la masse,  $V$  la vitesse et  $Q$  la charge du noyau.

Nous avons disposé pendant une semaine d'un faisceau d' $^8\text{He}^{+2}$  à 15,4 MeV/nucléon et aussi pendant environ 17 heures d'un faisceau d' $^{16}\text{O}^{+4}$  de même vitesse (15,4 MeV/nucléon). Le faisceau d'intérêt a été sélectionné à l'aide de sa masse ( $B=0,759(8)$  T). L'intensité du faisceau d' $^8\text{He}$  était en moyenne de l'ordre de  $2 \times 10^4$  pps et de  $10^5$  pps pour le faisceau d' $^{16}\text{O}$ .



**Figure 2.1** – Schéma de l'ensemble des accélérateurs et des aires expérimentales du GANIL.

## 2.3 Les cibles de réaction

Les cibles utilisées dans la plupart des expériences de réactions directes en cinématique inverse sont des cibles légères de structure simple.

Nous nous intéressons ici aux cibles de deutons comme les cibles de polyéthylène ( $(\text{CD}_2\text{CD}_2)_n$ ) ou de polypropylène ( $(\text{CD}_2\text{CDCD}_3)_n$ ). Le problème majeur pour ce type de cibles est d'être composé pour un tiers de noyaux de carbone, ce qui signifie que nous détectons des particules issues de la réaction du faisceau sur le carbone produisant un bruit de fond qui perturbe la mesure sur les noyaux d'intérêt.

Dans les réactions de transfert, les particules de recul sont émises avec de très faibles énergies pour les petits angles de centre de masse. Cela implique d'utiliser des cibles minces, car l'utilisation de cibles épaisses rend difficile la détection de ces particules : perte d'énergie et effet de "straggling" ; avec en conséquence une très mauvaise résolution en énergie.

L'essentiel des mesures effectuées lors de l'expérience E473s l'ont été sur deux cibles de  $((\text{CD}_2\text{CDCD}_3)_n)$  d'épaisseurs 0,320 et 0,546 mg/cm<sup>2</sup> (figure 2.2). Le choix de l'épaisseur de la cible est un compromis entre le nombre de particules diffusées, les effets de "straggling" sur l'énergie et l'angle des particules détectées ainsi que la perte d'énergie du faisceau et des produits de réaction dans la cible.

Nous avons effectué des mesures supplémentaires avec une cible vide ainsi qu'avec une cible de carbone afin de déterminer le bruit de fond dû à la réaction du faisceau respectivement sur les parties mécaniques du dispositif expérimental et sur les noyaux de carbone composant la cible.



**Figure 2.2** – Cibles utilisées lors de l'expérience E473s.

## 2.4 La détection

Nous rappelons ici que la réaction  $d(^8\text{He},p)^9\text{He}$  réalisée lors de l'expérience E473s est une réaction en cinématique inverse. Elle est destinée à sonder le noyau d' $^9\text{He}$  pour trouver et caractériser ses états, par la méthode de la masse manquante. Ce noyau est non lié, ainsi, lorsqu'il est produit, il décroît spontanément en un noyau d' $^8\text{He}$  et un neutron. Le but de l'expérience est de mesurer le spectre en énergie d'excitation de l' $^9\text{He}$  et les distributions angulaires des différents états peuplés.

Les faisceaux secondaires ont des émittances relativement importantes (voir sec 2.4.1), ce qui conduit à des valeurs importantes pour les angles incidence des particules du faisceau sur la cible. La mesure de la distribution angulaire nécessite une bonne détermination de l'angle d'incidence du faisceau sur la cible. La reconstruction de l'impact et de l'angle d'incidence du faisceau d' $^8\text{He}$  sur la cible (voir discussion annexe B) a été faite à l'aide de deux détecteurs de faisceau CATS (**C**hambre **À** **T**rajectoire de **S**aclay)[Ott99]. Nous détectons ensuite les particules légères issues de la réaction grâce à un ensemble de quatre

télescopes MUST2 situés à 15 cm à l'arrière de la cible et couvrant des angles de  $120^\circ$  à  $180^\circ$  dans le laboratoire correspondant aux petits angles centre de masse. Ces quatre télescopes MUST2 sont symétriques par rapport à l'axe du faisceau et sont notés (MM1-4) dans la suite de ce document.

Chaque télescope MUST2 permet l'identification des particules chargées en utilisant les méthodes  $(E, TOF)$ <sup>1</sup> et  $(\Delta E, E)$ <sup>2</sup>. Il permet aussi la détermination de la position d'entrée d'une particule dans le télescope grâce à ses 128 pistes verticales et horizontales  $(X, Y)$ . Un cinquième télescope MUST2 (MM5) a été placé à 20 cm de la cible dans l'axe du faisceau afin de détecter les éjectiles lourds. Ce télescope était protégé par un scintillateur plastique de type NE102 pour arrêter le faisceau. Le sixième télescope MUST2 (MM6) a été placé à  $65^\circ$  de la cible pour mesurer la diffusion élastique du faisceau sur la cible.

Le schéma de la figure 2.3 représente le dispositif expérimental. Le premier détecteur CATS est situé à l'extérieur de la chambre à réaction de SPEG. Le reste du dispositif est à l'intérieur de la chambre.

Le photographie 2.4 représente seulement le dispositif dans la chambre à réaction. Les télescopes MUST2 sont montés sur deux couronnes mobiles facilitant le mouvement des télescopes lors du montage. Ces couronnes sont restées à angle fixe pendant toute la durée de l'expérience après la calibration du géomètre pour l'ensemble de détection. Les valeurs fournies par le géomètre seront utilisées pour l'analyse des données. L'analyse (cf. §5) montre que ces valeurs donnent des résultats satisfaisants pour la réaction test  $d(^{16}\text{O}, p)^{17}\text{O}$ , ce qui signifie que les détecteurs n'ont pas bougé lors de la mise sous vide de la chambre à réaction.

### 2.4.1 Le détecteur de faisceau CATS

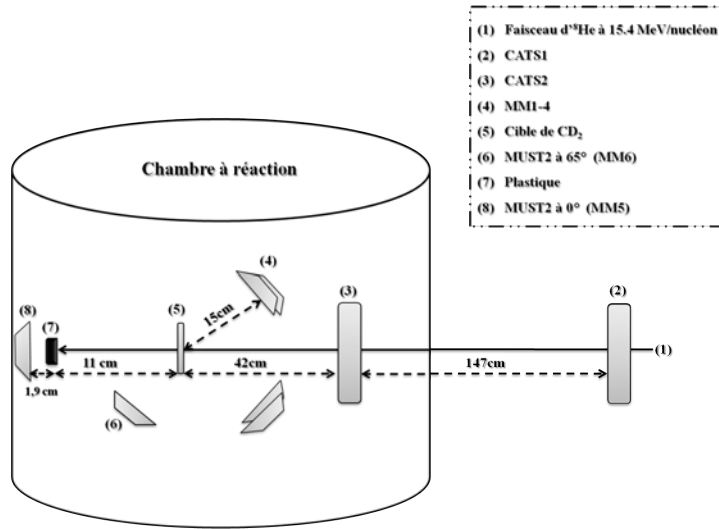
Le faisceau peut être caractérisé par son émittance " $\epsilon$ " qui correspond au produit de la taille de la tache du faisceau et de sa divergence angulaire. L'émittance totale est décomposée en trois composantes orthogonales qui sont indépendantes les unes des autres. Par exemple :  $\epsilon_x$  est l'émittance dans la direction transversale  $x$ , cette valeur dépend de la divergence  $\alpha_x$  qui est définie comme le rapport de la vitesse transversale  $V_x$  et de la vitesse longitudinale  $V_z$ . Cette émittance en (mm.mrad) est définie comme :

$$\epsilon_x = \pi x \alpha_x = \pi x \frac{V_x}{V_z}$$

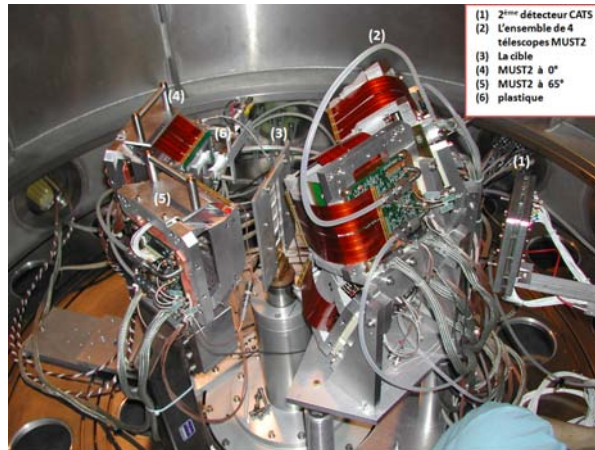
---

1.  $(E, TOF)$  :  $E$  est l'énergie de la particule chargée déposée dans le premier étage Si du télescope MUST2 et  $TOF$  est le temps de vol de cette particule (entre CATS2 et le télescope MUST2).

2.  $(\Delta E, E)$  :  $\Delta E$  est l'énergie de la particule chargée déposée dans le premier étage du télescope MUST2 Si et  $E$  est l'énergie déposée dans le deuxième étage CsI. Cette méthode a été utilisée dans notre cas pour identifier les particules d' $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$  et  $^8\text{He}$  dans le télescope MM5 (à  $0^\circ$ ) et pour nettoyer les spectres  $(E, TOF)$  des événements où les particules traversent les premiers étages des télescopes MM1-4.



**Figure 2.3** – Schéma du dispositif expérimental de l'expérience E473s dans la salle SPEG au GANIL. Seul l'un des deux détecteurs CATS est placé à l'extérieur de la chambre à réaction, le reste de l'ensemble de détection étant à l'intérieur.



**Figure 2.4** – Photographie du dispositif expérimental dans la chambre à réaction de la ligne SPEG. Nous remarquons ici : (1) Le détecteur CATS. (2) L'ensemble de 4 télescopes MUST2 à l'arrière de la cible. (3) La cible de  $\text{CD}_2$ . (4) Le télescope MUST2 sur l'axe du faisceau. (5) Le télescope MUST2 à 65°. (6) Le plastique qui protège le télescope MUST2 à 0°.

L'émittance peut être aussi exprimée comme la surface de l'ellipse qui englobe le mieux les particules dans le plan de phase.

$$\varepsilon_x = \pi \Delta X \Delta \theta_x \quad (\text{mm.mrad}) \quad (2.1)$$

$$\varepsilon_y = \pi \Delta Y \Delta \theta_y \quad (\text{mm.mrad}) \quad (2.2)$$

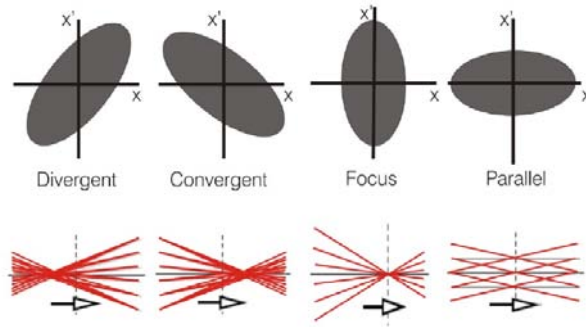
La figure 2.5 représente les différentes situations possibles pour l'émittance transversale d'un faisceau. Dans notre cas (figure 2.6), nous avons un faisceau convergent.

D'après le théorème de Liouville, le volume occupé dans l'espace de phase par un système de particules est constant en l'absence d'accélération du faisceau, ce qui signifie que l'émittance horizontale ( $\varepsilon_x$ ) et verticale ( $\varepsilon_y$ ) entre CATS1, CATS2 et la cible doit

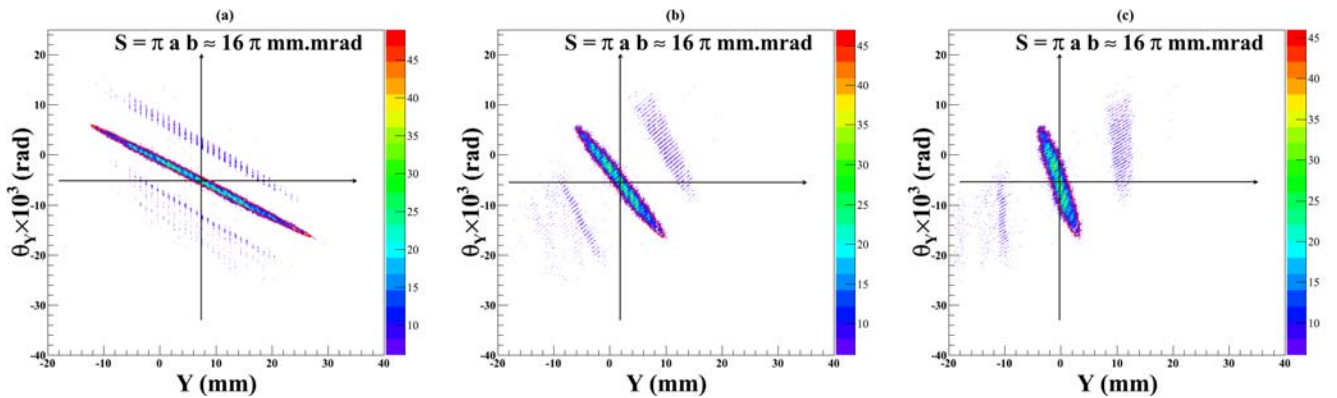
être constante<sup>1</sup>. La figure 2.6 montre l'émittance verticale : la divergence angulaire du faisceau en fonction de sa taille sur (a) CATS1, (b) CATS2 et (c) la cible.

La source d'ions (ECR) utilisée pour SPIRAL conduit à des émittances larges au niveau de l'injection dans le cyclotron CIME (de l'ordre de  $80\pi$  mm.mrad). La valeur maximale de l'émittance à la sortie de CIME est de  $10\pi$  mm.mrad [Vil97]. L'extraction multi-tours (harmoniques 2, 3, 4 ou 5<sup>2</sup>) appliquée à la sortie de CIME conduit à des valeurs d'émittance plus importantes (de l'ordre de  $16\pi$  mm.mrad) [Cha07] afin de transmettre un maximum d'intensité du faisceau.

L'émittance a été mesurée à partir de la surface de l'ellipse et présentée dans le tableau 2.1. Les valeurs trouvées correspondent à la valeur de [Cha07].



**Figure 2.5** – Différents types de situations pour l'émittance transversale du faisceau. La coordonnée  $x'$  représente l'angle de divergence exprimé en mrad et  $x$  la taille transversale du faisceau en mm. (Cette figure est extraite de [Ali06]).



**Figure 2.6** – L'émittance du faisceau d' $^8\text{He}$  qui est le produit de la taille du faisceau par sa divergence angulaire sur : (a) CATS1, (b) CATS2 et (c) la cible.

1. Dans notre cas, l'émittance doit être constante car le dernier élément de réglage du faisceau est placé avant le détecteur du faisceau CATS1.

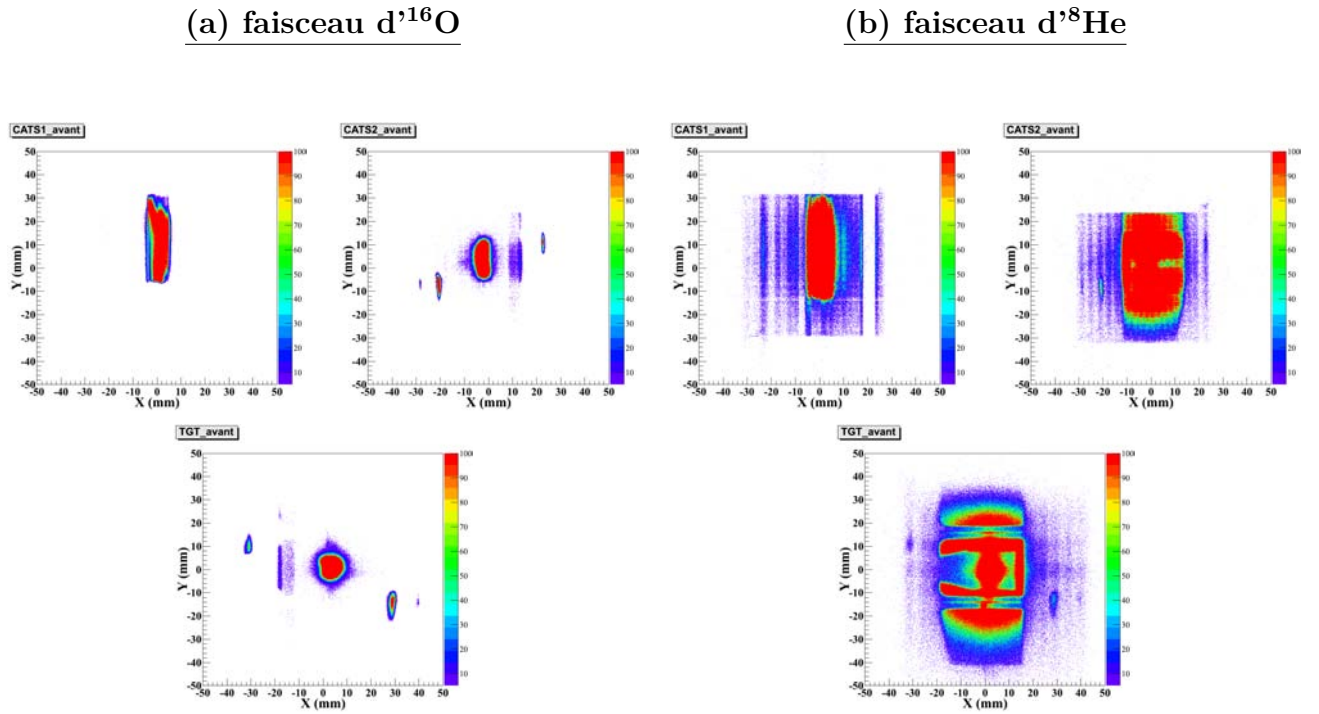
2. Avec l'inflecteur hyperboloïde Müller d'harmoniques 2 et 3, le cyclotron CIME donne des énergies des faisceaux de 2,7 à 25 MeV/nucléon. Avec l'inflecteur hyperboloïde spiral d'harmoniques 4 et 5 les énergies obtenues sont de 1,7 à 6,3 MeV/nucléon [Cha07].



	CATS1	CATS2	Cible
$\varepsilon_y$ ( $\pi$ .mm.mrad)	$\sim 16$	$\sim 16$	$\sim 16$

**Table 2.1** – Les valeurs de l'émittance verticale mesurée au niveau de : CATS1, CATS2 et de la cible.

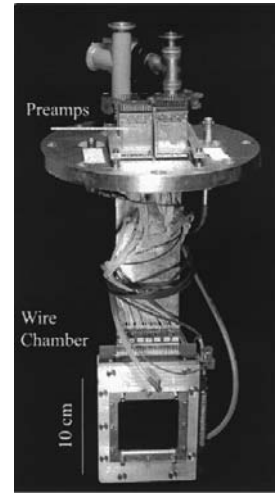
Nous comparons dans la figure 2.7 le profil d'un faisceau stable  $^{16}\text{O}$  avec un faisceau radioactif  $^8\text{He}$ . Nous remarquons sur cette figure que la taille de la tache du faisceau d' $^8\text{He}$  est plus importante. Pour compenser cet effet lors de l'analyse, nous avons besoin de mesurer la trajectoire des particules incidentes, événement par événement, ce qui nous permet d'accéder au point d'impact exact et à l'angle d'incidence du faisceau sur la cible, dans le but de déterminer l'angle de recul du proton issu de la réaction  $d(^8\text{He},p)^9\text{He}$  et détecté dans l'ensemble de quatre télescopes MUST2. Une autre utilisation du détecteur CATS est de déterminer le temps de vol (*TOF* mesuré entre CATS2 et l'un de quatre télescopes MM1-4).



**Figure 2.7** – Profil des deux faisceaux utilisés lors de l'expérience sur les deux détecteurs CATS et sur la cible. (a) faisceau d' $^{16}\text{O}$ . (b) faisceau d' $^8\text{He}$ .

La chambre à trajectoire de Saclay (CATS) [Ott99] offre la possibilité d'accéder à ces informations<sup>1</sup>. C'est une chambre à fils fonctionnant à basse pression, basée sur le principe des chambres à fils proportionnelles (*MWPCs*) [Cha68]. Utilisées par paire, elles permettent de reconstruire, événement par événement, la trajectoire du faisceau incident. Les deux détecteurs CATS fournissent le point d'impact du faisceau sur la cible et donc l'angle d'incidence. Elles supportent des taux de comptage jusqu'à  $2 \times 10^5$  particules par seconde. La figure 2.8 présente une vue de l'ensemble du détecteur CATS.

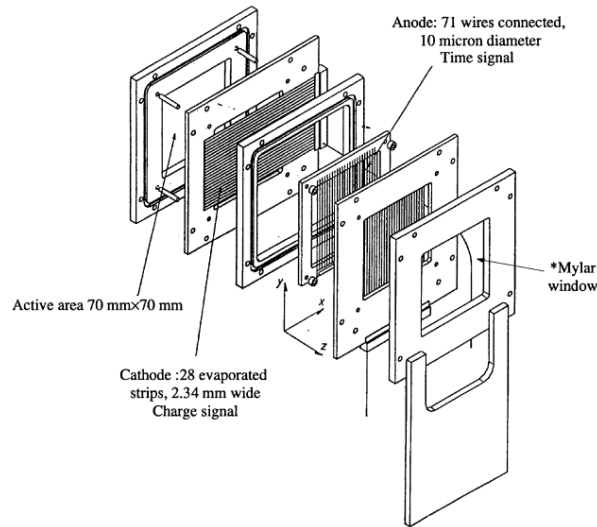
**Figure 2.8** – Vue d'ensemble d'un détecteur CATS chambre.  
Les préamplificateurs associés aux pistes de la cathode sont montés à l'extérieur de la chambre.



#### 2.4.1.1 Géométrie du détecteur CATS

La figure 2.9 montre les différentes parties du détecteur CATS. Le détecteur est composé de deux cellules élémentaires avec une anode commune. La surface active du détecteur est de  $70 \times 70 \text{ mm}^2$ . L'anode au centre du détecteur est composée d'un plan de 71 fils de tungstène dorés, avec un diamètre de  $10 \mu\text{m}$ , placés à 1 mm les uns des autres, et sur lesquels une haute tension positive comprise entre 600 et 800 V est appliquée. Cette anode est placée entre deux cathodes à une distance de 3,2 mm. Les 28 bandes conductrices en or de chaque plan de  $2000 \text{ \AA}$  d'épaisseur sont déposées par évaporation sur deux feuilles de  $0,9 \mu\text{m}$  de mylar. La largeur des bandes est de 2,34 mm et l'espace entre bandes est de 0,2 mm. Dans le détecteur CATS circule le gaz isobutane  $C_4H_{10}$  à une pression de 13 mbar. Deux fenêtres additionnelles de mylar de  $1,5 \mu\text{m}$  d'épaisseur ferment la circulation du gaz pour éviter la déformation de la cathode et pour conserver l'uniformité du champ électrique.

1. Dans l'Annexe B nous montrons l'effet des détecteurs CATS sur la résolution obtenue pour les états d' $^{17}\text{O}$  présentés sur le spectre d'énergie d'excitation (voir figure B.1)

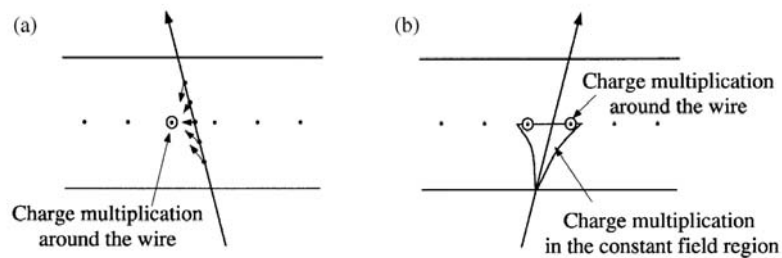


**Figure 2.9** – Composition d'un détecteur de faisceau CATS[Ott99]

#### 2.4.1.2 Mode de fonctionnement :

Comme nous venons d'indiquer, le détecteur CATS est un détecteur à gaz (isobutane) à basse pression. Pour ce type de détecteur, il existe deux régions d'amplification, à la différence des chambres à haute pression pour lesquelles la multiplication des charges survient seulement à proximité du fil, voir la figure 2.10 [Bre82].

Les particules chargées créent lors de leur passage dans le gaz des paires ion-électron. Les électrons dérivent rapidement vers l'anode, augmentant le champ électrique au voisinage de celle-ci et créant de nouvelles paires ion-électron. Le signal obtenu sur l'anode par les électrons est rapide, permettant d'avoir une bonne résolution en temps. D'un autre côté, les ions sont attirés par les deux cathodes, qui collectent la charge des ions sur les bandes pour donner la position en  $X$  et  $Y$ . Généralement, chaque événement peut toucher jusqu'à cinq bandes. Le fait que l'épaisseur du détecteur soit faible donne une bonne résolution en position.



**Figure 2.10** – Mode de fonctionnement du détecteur à gaz : (a) à haute pression, les électrons collectés et amplifiés près de la région du fil. (b) à basse pression, il existe deux régions d'amplification des électrons : la première dans la région du champ constant, et la deuxième près de la région du fil [Ott99].

### 2.4.2 Le télescope MUST2 (Mur à STRips)

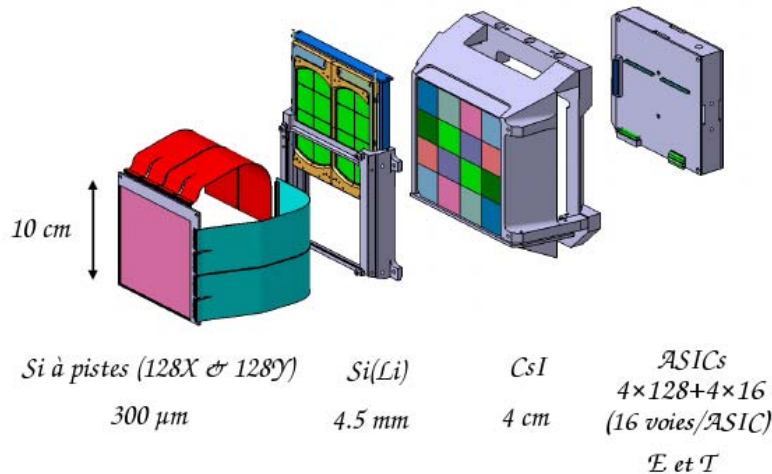
Le multi-détecteur MUST [Blu99], prédécesseur de MUST2 [Pol05], a été mis en service pour la première fois en 1999, avec pour objectif d'étudier la structure des noyaux exotiques produits par des faisceaux radioactifs, avec des réactions directes, en cinématique inverse. Ce télescope a montré une bonne efficacité de détection des particules légères chargées avec une résolution satisfaisante en énergie, en position et en temps.

Le besoin d'une couverture angulaire plus large pour la détection d'une plus grande partie des voies de réaction, a été la raison du développement du télescope MUST2, nouvelle génération du télescope MUST<sup>1</sup>. Ce télescope a également permis d'améliorer la granularité et les résolutions en énergie ainsi que de permettre le couplage avec des détecteurs de particules gamma, comme *EXO GAM*, autour de la cible de réaction. Le projet MUST2 a inclus la construction du détecteur, la définition et la réalisation de son électronique, et le couplage avec l'acquisition GANIL. La compacité de l'électronique a été assurée par le développement d'une électronique de type ASIC (**A**pplication-**S**pecific **I**ntegrated **C**ircuit) qui, multiplexée, gère toutes les voies d'électronique de chaque détecteur, tout en minimisant la connectique.

#### 2.4.2.1 Géométrie du détecteur MUST2

Chaque détecteur de l'ensemble MUST2 a une surface active de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , capable de détecter les particules chargées avec une résolution en position de  $0,7 \times 0,7 \text{ mm}^2$  et une résolution en temps de vol (*TOF*) de 240 ps (*FWHM*, proton de 6 MeV) [Pol05]. MUST2 couvre une gamme d'énergie de 0,4 à 80 MeV pour les protons.

Un télescope MUST2 est constitué de trois étages (figure 2.11) :



**Figure 2.11** – Vue éclatée des différents composants d'un télescope MUST2 : silicium à pistes (Si), Si(Li), CsI et ASICs associés au télescope.

1. Une comparaison entre les deux télescopes MUST et MUST2 est présenté dans [Mou08].

1. **Détecteur silicium à pistes (Si)** (figure 2.12) : détecteur semi-conducteur à double face, d'une épaisseur<sup>1</sup> 300  $\mu\text{m}$  et d'une surface active de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  décomposée en 128 pistes horizontales de 700  $\mu\text{m}$  sur l'une des faces et 128 pistes verticales de 700  $\mu\text{m}$  sur l'autre avec un inter-pistes de 60  $\mu\text{m}$ .

Ce détecteur permet de localiser l'impact  $(X, Y)$  de la particule chargée, de mesurer sa perte d'énergie, et de mesurer le temps d'arrivée de la particule sur le détecteur. L'épaisseur de la zone morte en entrée du silicium est de 0,5  $\mu\text{m}$ . Elle est composée de deux couches, la première est une couche d'aluminium de 0,4  $\mu\text{m}$  et la deuxième de  $\text{SiO}_2$  de 0,1  $\mu\text{m}$ . Les protons d'énergie inférieure à 6 MeV s'arrêtent complètement dans cet étage. Leur identification peut être obtenue par la méthode  $(E, TOF)$ . Avec ce détecteur nous avons obtenu une résolution de moins de 40 keV en utilisant une source de particules alpha avec des énergies autour de 5 MeV (voir figure 3.14 et tableau 3.6).

**Figure 2.12** – Si à pistes : 1<sup>er</sup> étage du télescope MUST2, avec une épaisseur de 300  $\mu\text{m}$  et une surface active de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ .



2. **Détecteur silicium dopé au lithium Si(Li)** (figure 2.13) : C'est un détecteur semi-conducteur de 4,5 mm d'épaisseur. Les télescopes MUST2 peuvent être équipés de deux formats de ce détecteur : le premier a une dimension de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$ , le deuxième a une dimension de  $10 \times 5 \text{ cm}^2$ . L'ensemble MUST2 est équipé de quatre détecteurs du premier type ou de deux détecteurs de l'autre. Chaque détecteur de Si(Li) est divisé en quatre ou huit secteurs (16 voies), qui permettent de mesurer indépendamment les énergies déposées par plusieurs particules arrivées en même temps dans le détecteur. Ce détecteur permet d'arrêter les protons jusqu'à 32 MeV.

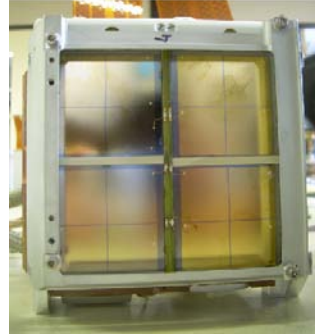
**Figure 2.13** – Le détecteur Si(Li) : 2<sup>ème</sup> étage du télescope MUST2, avec 4,5 mm d'épaisseur. Il peut arrêter les protons jusqu'à 32 MeV.



1. L'épaisseur des quatre télescopes MUST2 a été re-mesurée dans une expérience précédente à la nôtre (E525s) [Mou08]. Les valeurs trouvées sont : 297, 300, 308 et 311  $\mu\text{m}$ . Dans notre cas, nous avons pris l'épaisseur de 300  $\mu\text{m}$  pour l'ensemble de tous les télescopes.

3. **Détecteur à iodure de césium CsI(Tl)** (figure 2.14) : Un ensemble de 16 cristaux de scintillateurs inorganiques CsI(Tl) d'une surface de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  et d'une épaisseur de 4 cm positionnés derrière le Si(Li). Ils sont capables d'arrêter les protons de 80 MeV. Ces 16 cristaux sont reliés à des photodiodes de  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ .

**Figure 2.14** – Les 16 cristaux de CsI : 3<sup>ème</sup> étage du télescope MUST2. C'est un scintillateur inorganique d'une surface de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  et d'une épaisseur de 4 cm. Ils sont capables d'arrêter les protons jusqu'à 80 MeV.



Nous n'avons utilisé qu'un seul télescope équipé de deux détecteurs Si(Li) (le télescope MM6 pour la mesure de la diffusion élastique), tous les autres comportaient seulement le détecteur Si et les cristaux de CsI.

#### 2.4.2.2 Électronique MUST2

Le système électronique associé à un télescope MUST2 doit être capable de traiter les signaux énergie et temps issus du détecteur Si pour chaque piste en  $X$  et en  $Y$  (soit  $2 \times 256$  au total), ainsi que les  $2 \times 16$  signaux de Si(Li) et les  $2 \times 16$  signaux des CsI. Pour cela un système spécifique à MUST2 a été mis en œuvre. Le système d'acquisition du GANIL assure le traitement de données.

L'électronique de MUST2 est constituée de trois éléments principaux :

- MATE (**M**UST **A**sic for **T**ime and **E**nergy),
- MUFEE (**M**UST **F**ront **E**nd **E**lectronics),
- MUVI (**M**UST in **V**XI).

MATE est un ASIC réalisé par le CEA-SEDI de Saclay [Bar03]. Il a été développé spécialement pour le télescope MUST2 pour coder l'énergie et le temps des détecteurs. La figure 2.15 montre le schéma électronique d'une voie MATE. Chaque Asic MATE traite 16 voies (énergie et temps). Nous remarquons sur cette figure trois composantes principales :

- ❶ un pré-amplificateur de charge CSA (**C**harge **S**ensitive **A**mplifier) qui traite les signaux positif et négatifs issus de la détection. La linéarité du pré-amplificateur est optimale dans l'intervalle d'énergie de 0 à 45 MeV. Des énergies supérieures à

45 MeV peuvent être mesurées et codées à condition de tenir compte de la non linéarité. La résolution intrinsèque en énergie est d'environ 20 keV.

- ② une voie énergie équipée d'un filtre dont la constante de temps aide à minimiser le bruit et conduit à une optimisation de la résolution. Ces constantes sont  $1\mu\text{s}$  pour le détecteur Si et  $3\mu\text{s}$  pour les détecteurs Si(Li) et CsI. Ensuite, l'amplitude du signal est mémorisée sur un signal "Track" qui sert à maintenir les signaux d'énergie pour les fournir plus tard à la demande "Hold" de la carte MUVI.
- ③ une voie temps (voie décision) : Cette voie est le responsable du déclenchement et de la mesure du temps de vol. Elle se compose de trois parties :
  - ① un amplificateur "rapide" équipé d'un filtre optimal pour donner une meilleure résolution en temps,
  - ② un discriminateur à seuil : il sélectionne les signaux filtrés supérieurs à un seuil programmable,
  - ③ un TAC (**T**ime to **A**mplitude **C**onverter).

Le signal qui franchit le seuil fournit un signal logique de départ "START". Il est converti ensuite en amplitude par le TAC. Cette conversion s'arrête lorsqu'un signal d'arrêt "STOP" est donné par un déclenchement extérieur (CATS, Plastique, ...). La résolution (FWHM) est de 263 ps (pour un proton de 6 MeV). Le "OR" des seize MATE avertit la carte MUVI (voir ci-dessous) de la présence d'un événement détecté.

Enfin, le convertisseur tension-courant VIC (Voltage-to-Current Converter) convertit la tension en courant différentiel (la fonction de transfert est de  $\pm 2\text{mA/V}$ ). La VIC assure donc la transmission des signaux analogiques de l'énergie et du temps des seize canaux jusqu'à l'ADC (**A**nalog to **D**igital **C**onverter) de la carte MUVI.

Les figures 2.16 et 2.17 montrent les couplages de deux cartes MUFEE avec les Si, Si(Li) et CsI. Ces figures montrent aussi qu'il y a 18 MATEs (représentés par les carrés verts) par télescope distribués sur deux cartes MUFEE quasi-identiques (MUFEEEX et MUFEEY), soit 9 ASICs pour chaque carte MUFEE, traitant chacun 16 voies en énergie et en temps. Le transfert des données, la haute tension et la communication sont acheminées par 25 connecteurs. Les  $128(X \text{ ou } Y) \times 2$  (énergie & temps) signaux physiques issus des détecteurs silicium à pistes sont traités par les 8 MATEs de chaque carte MUFEE. Le 9<sup>ème</sup> MATE traite : les  $16 \times 2$  (énergie & temps) signaux issus soit de deux détecteurs Si(Li) soit des photodiodes des cristaux CsI (Voir figure 2.17).

La carte MUVI assure le contrôle lent et le codage de données pour tous les détecteurs à l'aide d'une série de bus I<sup>2</sup>C. Elle est donc le cerveau de l'électronique MUST2. Des cartes CAS (**C**ontrôle **A**cquisition **S**ecteur) assurent le déclenchement via un ordre de lecture, le codage des données, la correction automatique des mesures, la suppression du piédestal et le contrôle de l'électrique (en fournissant le signal "STOP" par les TAC aux

cartes MUVI). La communication avec les cartes MUVI pendant l'expérience est assurée par le système d'acquisition.

À l'exception de MUVI, chaque télescope dans la chambre à réaction est indépendant électriquement.

Enfin, il est utile de signaler une dispersion de chaleur venant de l'ASIC d'une valeur d'environ 0,45 W (8.1 W pour les 18 cartes d'un télescope MUST2) plus 2 W pour le reste de l'électronique d'une carte MUFEE( $\times 2$ ). Donc au total, la dispersion de chaleur par un télescope MUST2 est de l'ordre de 12.1 W. Pour évacuer cette chaleur, un système de refroidissement liquide est à l'arrière du télescope (figure 2.18).

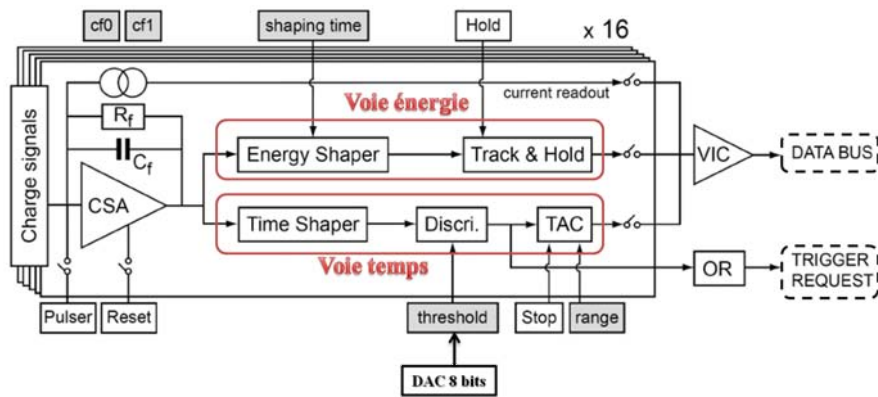


Figure 2.15 – Schéma de l'architecture électronique d'un canal (sur seize) de l'ASIC MATE.

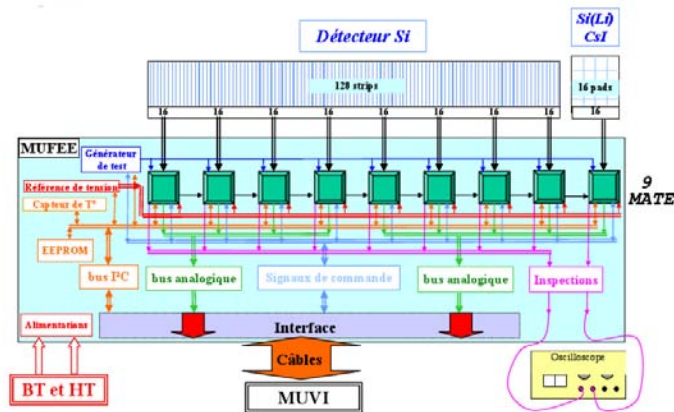


Figure 2.16 – Architecture générale d'une carte MUFEE pour un télescope MUST2.



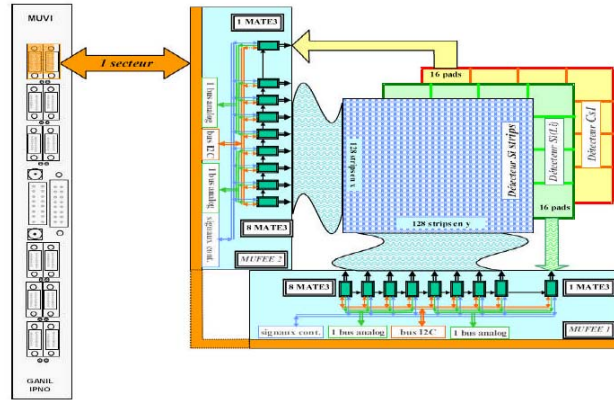


Figure 2.17 – Électronique d'un secteur de MUST2.



Figure 2.18 – Carte MUFEE à l'arrière d'un télescope MUST2 avec le système de refroidissement associé.

### 2.4.3 Logique d'acquisition

Le GMT (**G**ANIL **M**aster **T**rigger) est l'organe de décision de rejet ou d'acceptation de l'événement, assurant ainsi le déclenchement. Il permet de sélectionner les événements physiques d'intérêt <sup>1</sup> lorsqu'ils sont détectés dans un des détecteurs. Le système d'acquisition était déclenché dès qu'un des 6 télescopes MUST2 était touché, et pour une fraction (1/1000) des événements où l'un des CATS ou le plastique était touché (voir annexe D).

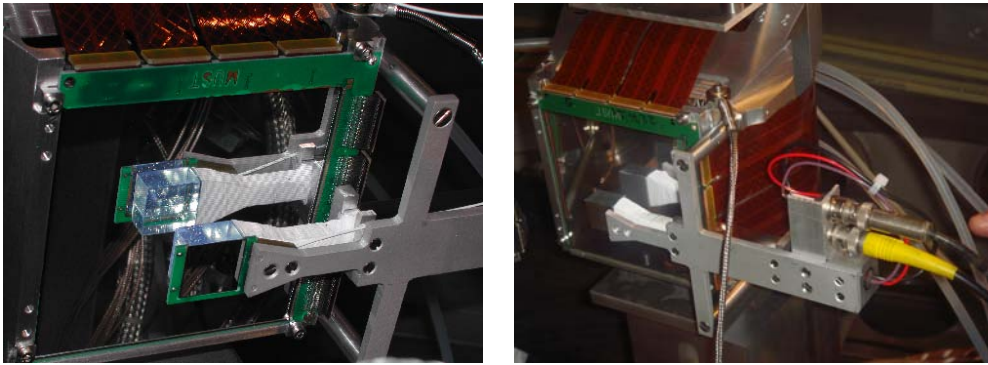
### 2.4.4 Le plastique

Un plastique scintillant de type NE102 a été placé à 19 mm devant le télescope MM5 dans l'axe du faisceau et à 110 mm de la cible (voir figure 2.3). Avec une surface de  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  pour une épaisseur de 10 mm, le plastique est capable d'arrêter la majorité du faisceau d' $^8\text{He}$  pour éviter d'endommager le télescope et a permis également d'éviter

1. Ici, un événement physique est un événement pour lequel un noyau du faisceau a été détecté dans les deux détecteurs CATS, en coïncidence avec une particule détectée dans un des quatre télescopes MUST2 à l'arrière de la cible.

la saturation du système d'acquisition des données, car ce dernier ne déclenchait que dans le cas où un des six télescopes MUST2 était touché par une particule.

Son principe de fonctionnement est de convertir l'énergie déposée par une particule, lors de son passage dans le plastique, en lumière qui sera collectée par un guide de lumière, jusqu'à un photomultiplicateur rapide. La chaîne d'électronique reliée à cet ensemble a permis d'obtenir des informations sur l'énergie déposée par les particules et leurs temps de vol. La photographie (2.19) montre l'ensemble du dispositif plastique et MM5. Sur la photo de gauche nous voyons que le plastique est masqué par un détecteur silicium, rapidement détruit, et donc retiré lors de l'expérience (photo de droite).



**Figure 2.19** – Le plastique devant le télescope MM5. Nous avons utilisé le plastique pour arrêter le faisceau pour éviter d'endommager le télescope. Nous voyons que le plastique (à gauche) est masqué par un détecteur silicium, rapidement détruit, et donc supprimé lors de l'expérience.

Dans ce chapitre, nous avons détaillé le dispositif expérimental. Les caractéristiques de deux faisceaux utilisés sont résumées dans le tableau suivant :

	$^{16}\text{O}^{+4}$	$^8\text{He}^{+2}$
Énergie (MeV/nucléon) $B\rho = 2,278 \text{ Tm}$	15,522	15,383
Angles de détection dans le laboratoire ( $^\circ$ )	120 – 180	120 – 180
Angles correspondants dans le centre de masse ( $^\circ$ )	0 – 24	0 – 21
Intensité (pps)	$\sim 10^5$	$\sim 10^4$
Nombre d'UT d'irradiation (1UT=8 heures)	$\sim 2$	$\sim 20$

**Table 2.2** – Caractéristiques des faisceaux d' $^{16}\text{O}$  et d' $^8\text{He}$ .

## Traitement des données

Dans ce chapitre, nous montrons l'étalonnage fait pour les détecteurs CATS (charge et position) en présentant la reconstruction de la position sur la cible utilisant un masque métallique. Nous montrons ensuite l'étalonnage des télescopes MUST2 (temps de vol et énergie). La validité de l'étalonnage est testée avec la réaction  $d(^{16}\text{O},p)^{17}\text{O}$  présentée dans le chapitre 5.

### 3.1 L'étalonnage du détecteur CATS

L'étalonnage du détecteur CATS a été fait en deux étapes, étalonnage en charge et en position. Nous les discutons ici en montrant la méthode utilisée pour la reconstruction de la position sur la cible.

#### 3.1.1 Étalonnage en charge

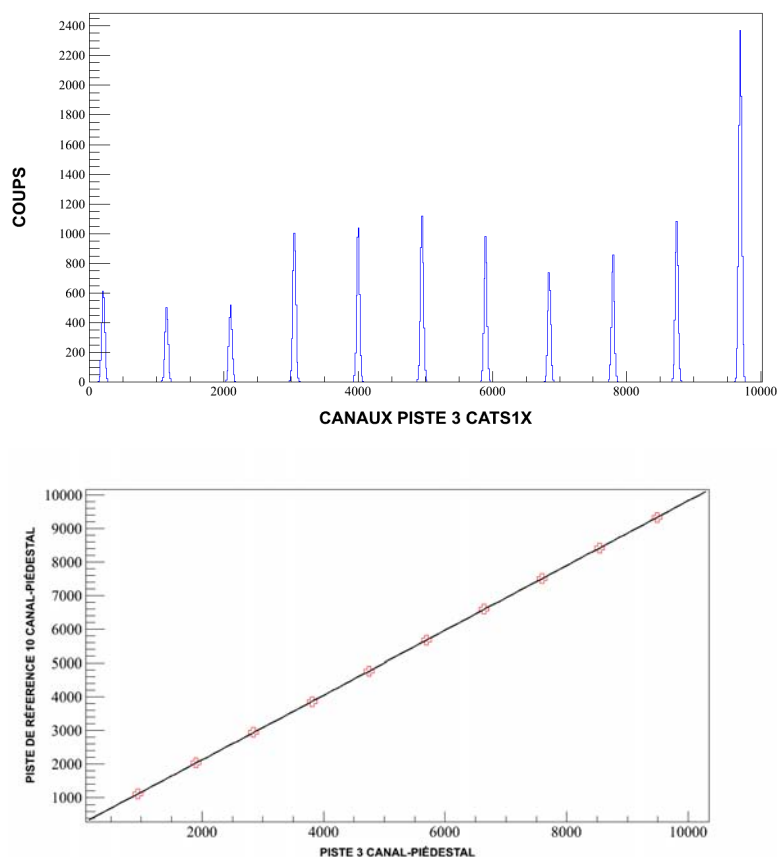
La reconstruction de la position de la particule du faisceau pour un détecteur CATS nécessite l'étalonnage de ce détecteur pour que toutes ses pistes aient la même réponse. Pour cela, nous avons utilisé un générateur d'impulsion afin d'induire une charge calibrée sur chaque piste. Nous mesurons la charge collectée sur chaque piste pour plusieurs valeurs de l'amplitude des impulsions (voir figure 3.1). Nous choisissons une piste comme référence et ajustons la réponse du reste des pistes par rapport à la référence choisie.

Le seuil de déclenchement est obtenu à partir de la valeur du piédestal. Les piédestaux correspondent à des signaux codés quand aucune impulsion n'est envoyée et représente donc un zéro physique.

Sur la figure 3.1, à gauche, nous voyons les 11 signaux du générateur d'impulsion pour la piste 3 du détecteur CATS1 en  $X$ . En utilisant un polynôme d'ordre 2, nous obtenons les coefficients utilisés pour ajuster la réponse du reste des pistes par rapport à la référence (la piste 10 dans notre cas).

La figure 3.2 présente les charges des signaux du générateur d'impulsion en fonction des numéros de pistes pour les deux détecteurs CATS en  $X$  et en  $Y$ , avant l'étalonnage (à gauche) et après l'étalonnage (à droite). Nous observons qu'il y a des pistes qui ne fonctionnent plus. Ces pistes sont :

CATS1 $X$	4 , 25 , 26 et 27.
CATS1 $Y$	9 , 27 et 28.
CATS2 $X$	3 , 4 , 21 et 24.
CATS2 $Y$	1 , 2 , 3 et 4.



**Figure 3.1** – En haut, signaux issus du générateur d'impulsion pour la piste 3X du détecteur CATS2. Le premier pic correspond au piédestal. Nous avons obtenu la position de chaque pic en utilisant une fonction Gaussienne. En bas, étalonnage de la piste 3 du détecteur CATS1X par rapport à la piste de référence (piste 10). Un polynôme du 2<sup>ème</sup> degré a été utilisé pour l'ajustement.

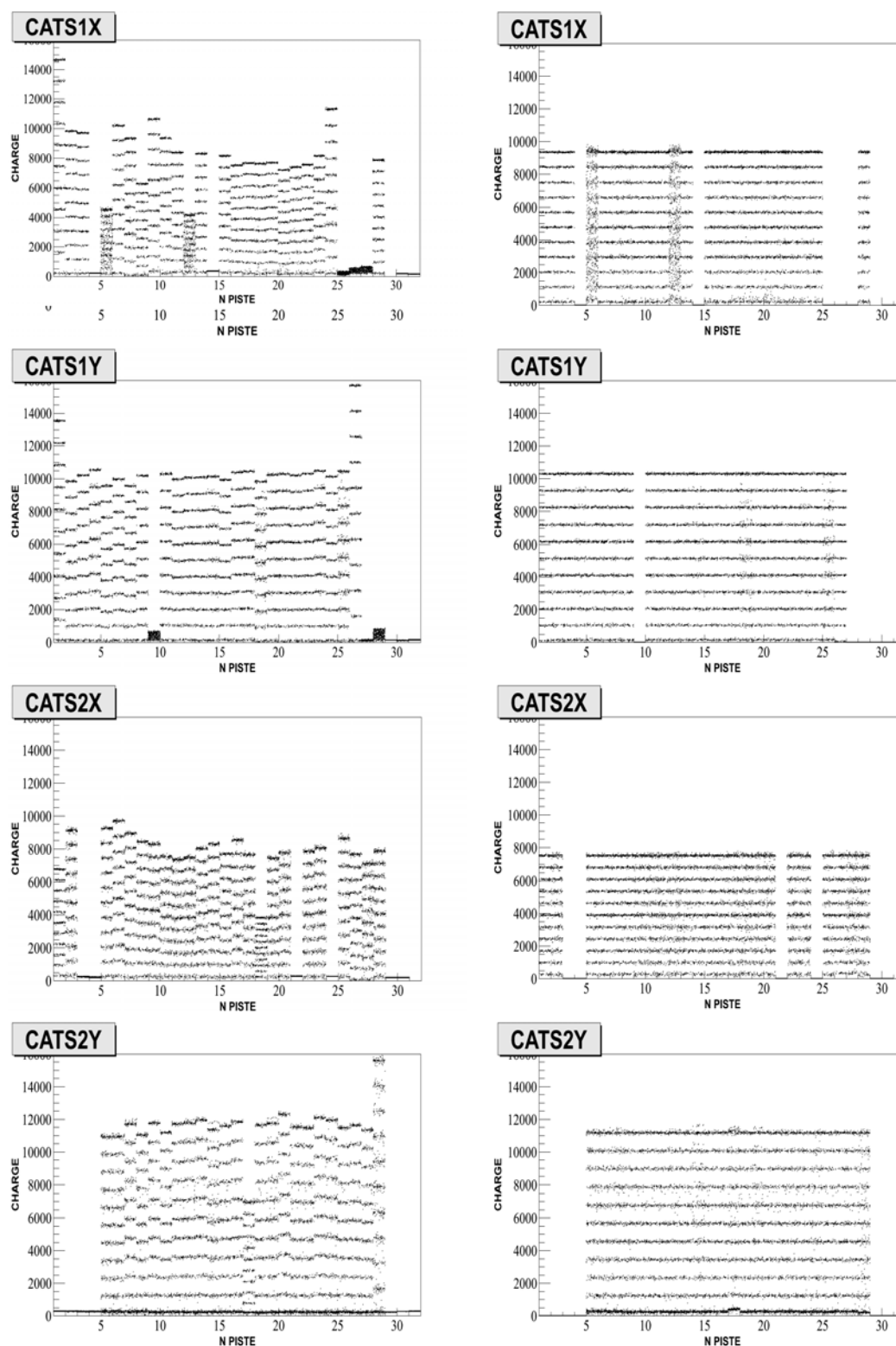


Figure 3.2 – Charges des signaux du générateur d'impulsion en fonction des numéros de pistes pour chaque détecteur CATS en X et en Y avant l'étalonnage (à gauche) et après l'étalonnage (à droite). La piste de référence est la piste 10.

### 3.1.2 Étalonnage en position

Nous rappelons ici que les deux détecteurs CATS sont utilisés pour déterminer la trajectoire du faisceau et avoir son impact sur la cible.

Lors du passage d'une particule dans un détecteur CATS, des paires électron-ion vont être créées, et créent à leur tour d'autre paires électron-ion. Nous avons plusieurs pistes touchées (voir figure 3.3), dont nous récupérons la position et la charge. Nous cherchons ensuite la charge maximale  $Q_0$  et sa position  $X_0$ .

Deux cas se présentent alors :

- **Cas 1** : où les deux pistes adjacentes à la piste ayant la charge maximale sont de charge non nulle. Dans ce cas nous utilisons la méthode de la sécante hyperbolique (SECHS) [Lau95].

Cette méthode suppose qu'il y a deux charges importantes des deux côtés de la charge maximale. Notons  $Q_0$  la charge maximale et  $X_0$  sa position,  $Q_1$  et  $Q_2$  sont les charges respectivement immédiatement à droite et gauche de la charge  $Q_0$ . La fonction sécante hyperbolique est une fonction de trois paramètres de la forme (voir figure 3.3) :

$$Q = \frac{a_1}{\cosh^2\left(\frac{\pi(x-a_2)}{a_3}\right)} \quad (3.1)$$

Où :  $a_1$  est un paramètre correspondant à la valeur de la charge maximale (amplitude de la distribution),  $a_2$  est la position de la charge maximale et  $a_3$  est un paramètre qui décrit la largeur de la distribution [Bar85].

$$a_2 = \frac{a_3}{\pi} \tanh^{-1}\left(\frac{\sqrt{Q_0/Q_1} - \sqrt{Q_0/Q_2}}{2 \sinh(\pi d/a_3)}\right)$$

$$a_3 = \frac{\pi d}{\cosh^{-1}\left(\frac{1}{2} \sqrt{Q_0/Q_1} + \sqrt{Q_0/Q_2}\right)}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow X(mm) &= a_2 + X_0 \\ &= a_2 + d(N_0 - N/2 + 1/2) \end{aligned}$$

Avec :

- $X_0$  : position de la piste qui possède la charge maximale,
- $d$  : largeur d'une piste (2,34 mm) + l'inter-piste (0,2 mm),
- $N_0$  : Numéro de la piste qui possède la charge maximale,

- $N$  : Numéro des pistes CATS (28 pistes).

La figure 3.3 présente la charge déposée par un événement dans CATS2 en fonction du numéro de piste (en  $X$ ). Un exemple de l'ajustement (sécante hyperbolique) est présenté sur la même figure.

- **Cas 2** : où l'une ou les deux pistes adjacentes de la piste ayant la charge maximale présente(nt) une charge nulle ou sont manquantes. Dans ce cas nous utilisons la méthode de la Gaussienne [Lau95].

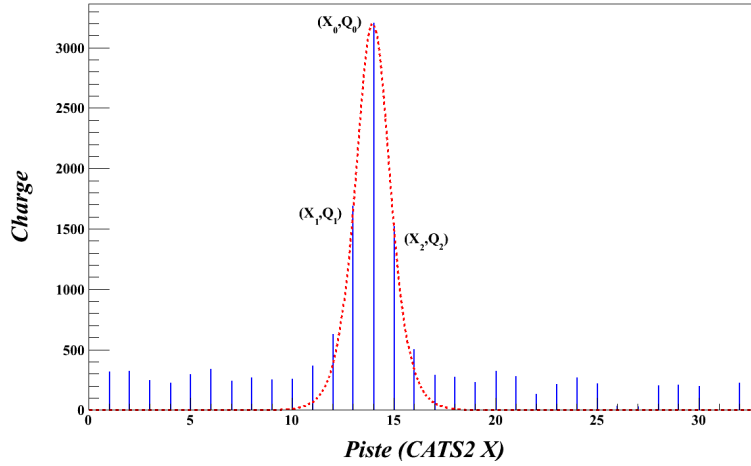
Cette méthode est utilisée dans le cas où l'une (ou les deux pistes) adjacente(s) de la piste qui contient la charge maximale est (sont) absente(s). L'absence de charge sur une piste vient du fait que certains fils d'anode sont détériorés, rendant la collection des charges moins efficace et la méthode de la sécante hyperbolique inapplicable.

Dans ce cas, nous cherchons la piste ayant la charge maximale  $Q_0$  qui correspond à une position  $X_0$ , ensuite, nous cherchons les premières pistes à droite et à gauche ayant une charge non nulle. Notons  $Q_1, X_1, Q_2, X_2$  la charge et la position de la piste gauche et droite respectivement. Nous supposons ici que la distribution de charges peut être reproduite par une Gaussienne. Cette hypothèse ne reproduit pas la distribution des charges de façon parfaite mais elle reste une très bonne approximation comme discuté dans [Lau95] (voir figure 3.4).

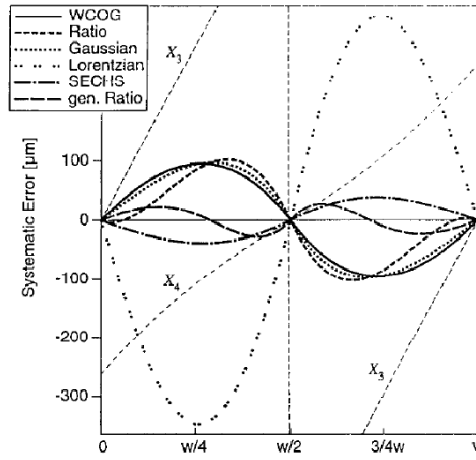
Les informations collectées sur les pistes permettent de reconstruire la position sur le détecteur CATS en utilisant la formule (qui est le résultat analytique d'un ajustement gaussien) [Gau05] :

$$X = \frac{\ln(\frac{Q_0}{Q_1}) (X_2^2 - X_0^2) - \ln(\frac{Q_0}{Q_2}) (X_1^2 - X_0^2)}{\ln(\frac{Q_0}{Q_1}) (X_2 - X_0) - \ln(\frac{Q_0}{Q_2}) (X_1 - X_0)} \quad (3.2)$$

Avec,  $X_i = d(N_i - N/2 + 1/2)$   $i = 0, 1$  et  $2$  la position (en mm) de la piste ayant la charge maximale ( $X_0$ ) et les premières pistes ayant des charges non nulles ( $X_1$  et  $X_2$ ).



**Figure 3.3** – Exemple des charges déposées pour un événement sur les pistes  $X$  du détecteur CATS2. L’ajustement présenté ici est une distribution de sécante hyperbolique décrit via la formule 3.1.



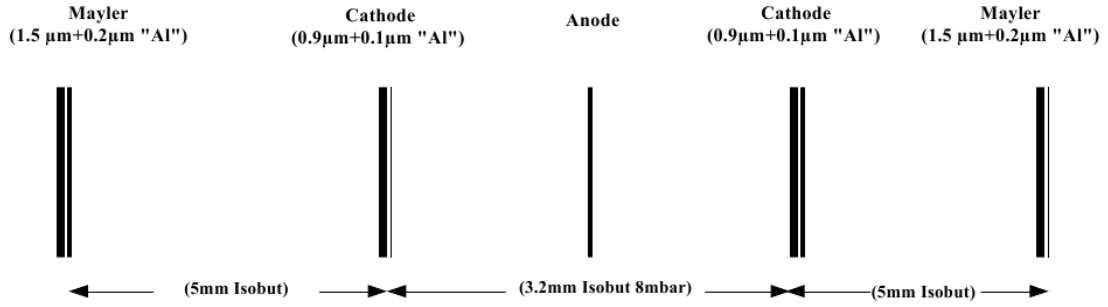
**Figure 3.4** – Erreur systématique prédite pour différents algorithmes de recherche de centroïde comme fonction du centre de gravité.  $w/2$  représente ici la position mesurée du maximum de la distribution des charges. (extrait de [Lau95])

### 3.1.3 Perte d’énergie du faisceau dans les CATS

La perte d’énergie des particules du faisceau a été calculée à l’aide du programme LISE++[LIS]. Les composants que nous avons pris en compte sont présentés sur la figure 3.5 et dans le tableau 3.1. La pression de l’Isobutane est donnée pour chaque détecteur CATS :

$$\begin{aligned} P(\text{CATS1}) &= 9,75 \quad \text{Torr (13 mbar).} \\ P(\text{CATS2}) &= 11,25 \quad \text{Torr (15 mbar).} \end{aligned}$$





**Figure 3.5** – Vue schématique des composants de chaque détecteur CATS.

Matière	Épaisseur
Mylar	1,5 ( $\mu\text{m}$ )
Al	0,2 ( $\mu\text{m}$ )
Isobutane	5,0 (mm)
Mylar	0,9 ( $\mu\text{m}$ )
Al	0,1 ( $\mu\text{m}$ )
Isobutane	3,2 (mm)
Mylar	0,9 ( $\mu\text{m}$ )
Al	0,1 ( $\mu\text{m}$ )
Isobutane	5,0 (mm)
Mylar	1,5 ( $\mu\text{m}$ )
Al	0,2 ( $\mu\text{m}$ )

**Table 3.1** – Composants du détecteur CATS utilisés pour le calcul de la perte d'énergie pour les particules du faisceau dans ce détecteur.

Le tableau 3.2 représente la perte d'énergie dans les détecteurs CATS et dans la moitié de la cible pour chacun des deux faisceaux  $^{16}\text{O}^{+4}$  et  $^8\text{He}^{+2}$  avec une valeur de  $B\rho=2,278$  Tm.

	$^{16}\text{O}^{+4}$	$^8\text{He}^{+2}$
$E(\text{MeV}/\text{nucléon})(B\rho=2,278 \text{ Tm})$	15,522	15,383
	Perte d'énergie MeV/nucléon	
Dans les deux CATS	0,204	0,025
Dans la moitié de la cible	0,033 <sup>a</sup>	0,004 <sup>a</sup> ; 0,003 <sup>b</sup>
Énergie résiduelle (MeV/nucléon)	15,285 <sup>a</sup>	15,354 <sup>a</sup> ; 15,355 <sup>b</sup>

**Table 3.2** – Perte d'énergie pour les deux faisceaux ( $^{16}\text{O}$  et  $^8\text{He}$ ) dans les détecteurs CATS et dans la moitié de la cible. (a) cible  $\text{CD}_2$  de  $546 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , (b) cible  $\text{CD}_2$  de  $320 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ .

### 3.1.4 Reconstruction de la position sur la cible

L'impact des particules incidentes sur la cible a été reconstruit à l'aide des deux détecteurs de faisceau CATS. L'origine du repère du laboratoire ayant été pris au centre de la cible, les deux détecteurs CATS sont alors à  $Z1 = -146,8$  cm et  $Z2 = -40,4$  cm sur l'axe du faisceau ( $Z$ ) par rapport à la cible.

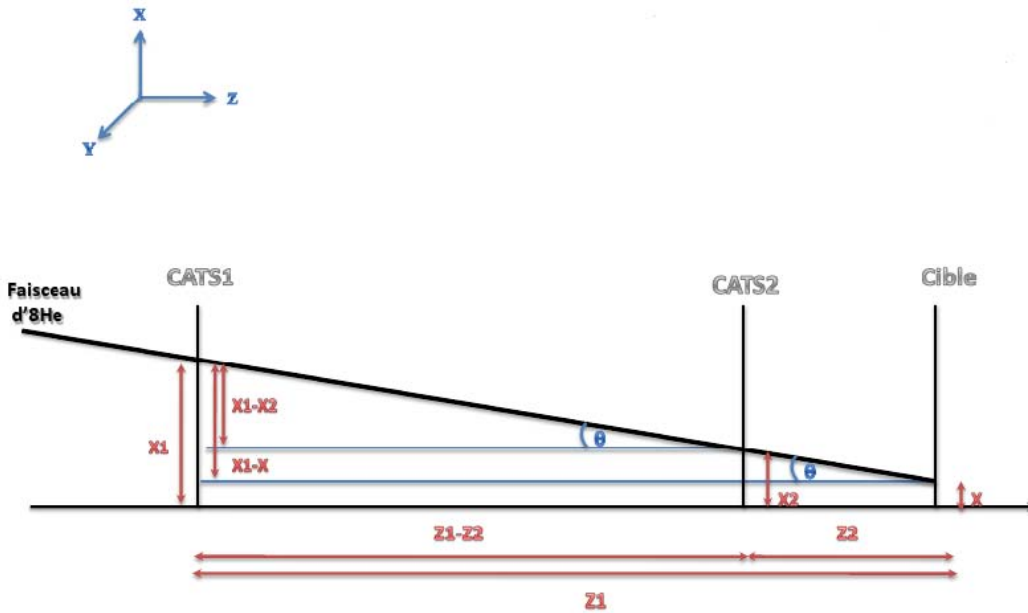
$$\tan \theta = \frac{X1 - X}{Z1} = \frac{X1 - X2}{Z1 - Z2} \Rightarrow X = X1 - Z1 \times \frac{X1 - X2}{Z1 - Z2}$$

De la même façon pour  $Y$ , nous obtenons :

$$\tan \theta = \frac{Y1 - Y}{Z1} = \frac{Y1 - Y2}{Z1 - Z2} \Rightarrow Y = Y1 - Z1 \times \frac{Y1 - Y2}{Z1 - Z2}$$

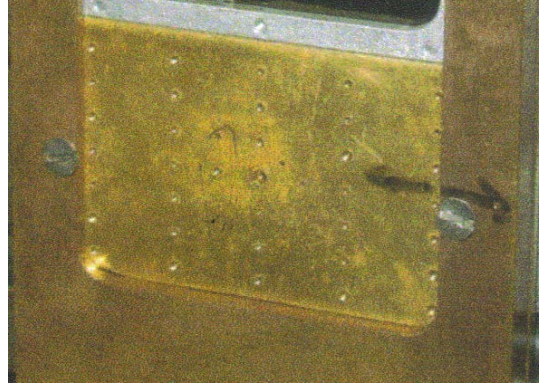
$X1, Y1$  sont les coordonnées de la particule du faisceau dans CATS1 et  $X2, Y2$  dans CATS2.  $X$  et  $Y$  correspondent à la position horizontale et verticale de l'impact du faisceau sur la cible.

Le schéma 3.6 illustre la méthode employée pour la reconstruction de position sur la cible pour l'axe  $X$ , nous avons fait l'axe  $Y$  de la même façon.

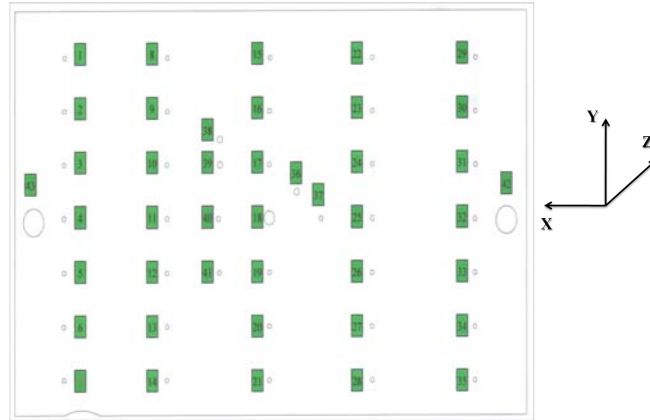


**Figure 3.6** – Illustration de la méthode employée pour le calcul utilisé pour reconstruction de la position sur la grille sur l'axe  $X$ . Le même calcul a été fait pour l'axe  $Y$ . Nous avons pris l'origine du repère du laboratoire au centre de la cible.

Pour valider cette méthode et pour vérifier la bonne reconstruction de l'impact des événements du faisceau sur la cible, nous avons utilisé une cible percée asymétriquement de quelques trous dite "masque" (grille). Les rayons des ces trous sont 0,35, 0,5, 1 et 2mm (voir figure 3.7,3.8). Pour ces mesures, l'acquisition était déclenchée lorsque le plastique était touché avec les deux CATS, ce qui donne l'image de la grille sur les deux CATS (voir figure 3.9).



**Figure 3.7** – Grille utilisée pour vérifier la reconstruction de la position sur la cible.

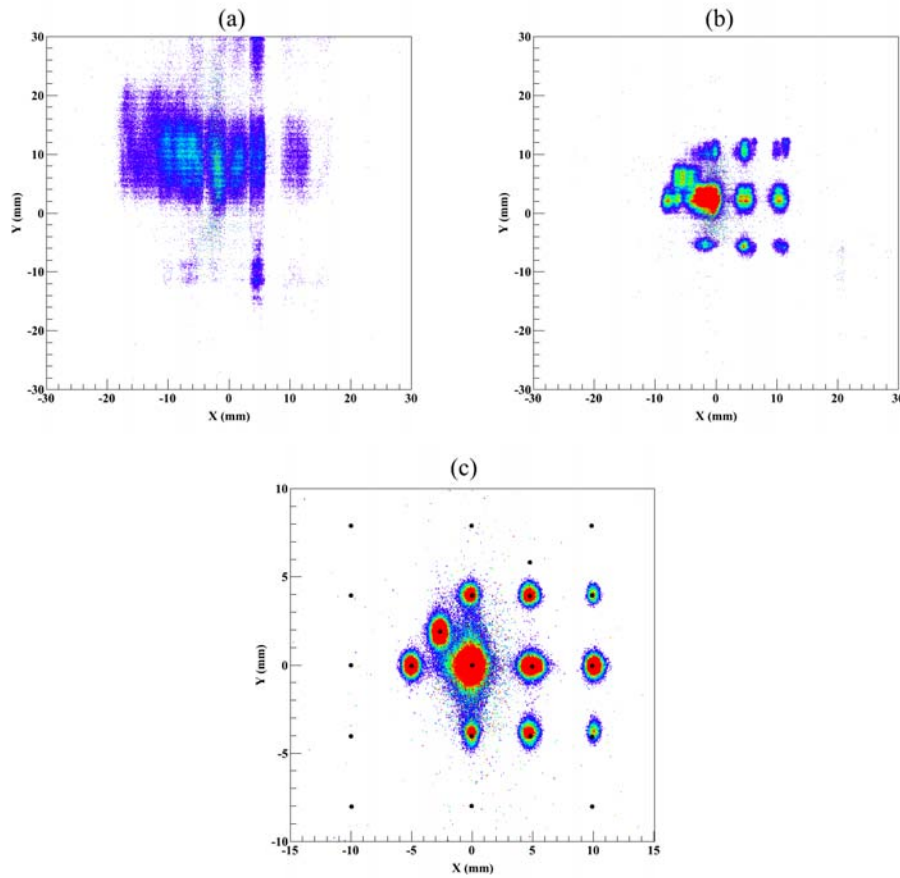


**Figure 3.8** – Schéma représentant la grille utilisée pour vérifier la reconstruction de la position sur la cible. Lors de l'expérience la grille a été montée en sens inverse de ce schéma c'est à dire ( $X \rightarrow -X$ ).

La figure 3.9 représente : (a) l'image de la grille sur CATS1, (b) sur CATS2 et (c) au niveau de la cible. Le détecteur CATS2 était situé près de la cible (40,4 cm). On observe des taches correspondant aux trous du masque, ce qui n'est pas le cas du détecteur CATS1 situé bien plus en arrière à 146,8cm de la cible. La figure 3.9 montre 11 trous de la grille sur 43 au total. Les points noirs ajoutés sur la figure (c) représentent les positions données par les trous de la grille. La position de chaque trou est listée sur le tableau 3.3 avec son rayon. Les numéros des trous utilisés dans ce tableau correspondent aux numéros présentés sur le schéma 3.8. L'axe  $X$  présenté sur ce schéma a été inversé lors de l'expérience. Le tableau 3.3 prend en compte cette inversion.

Numéro du trou	position ( $X$ mm)	position ( $Y$ mm)	Rayon (mm)
10	9,92	3,93	0,35
11	9,92	-0,06	0,35
12	9,92	-4,07	0,35
17	-0,01	3,94	0,35
18	0	0	1,00
19	-0,03	-4,03	0,35
36	-2,66	1,9	0,50
37	-5,02	-0,05	0,35
39	4,79	3,92	0,50
40	4,94	-0,07	0,35
41	4,83	-4,04	0,35

**Table 3.3** – Positions en  $X$  et  $Y$  avec le rayon des 11 trous reconstruits au niveau de la cible en utilisant la grille. Les numéros des trous utilisés dans ce tableau correspondent aux numéros présentés sur la figure (3.8). L'inversion de l'axe  $X$  a été prise en compte



**Figure 3.9** – Reconstruction de la position : (a) l'image de la grille sur le détecteur CATS1, (b) l'image de la grille sur le détecteur CATS2 et (c) la reconstruction de la position sur la grille au niveau de la cible. Les points noirs correspondent aux positions en mm données par le géomètre (tableau 3.3).

### 3.1.4.1 Résolutions en position

Pour avoir la résolution en position sur la cible, nous avons besoin de mesurer la largeur à mi-hauteur ( $H_{mes}$ ) de la gaussienne de la projection des trous sur l'axe  $X$  et sur l'axe  $Y$ . Cette distribution gaussienne ne donne pas la résolution en position du détecteur CATS directement ( $H_{res}$ ), car nous devons déconvoluer cette dernière de l'élargissement dû à la taille du trou. Soit :

$$H_{res}^2 = H_{mes}^2 - H_{trou}^2$$

Où :

$H_{res} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_{res}$  Largeur à mi-hauteur (la résolution du détecteur CATS).

$H_{mes} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_{mes}$  Largeur à mi-hauteur (la résolution mesurée au niveau de la cible).

$H_{trou} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_{trou}$  Largeur à mi-hauteur (trou).

$\sigma_{trou}$  correspond à la variance d'une distribution uniforme donnée par :

$$\begin{aligned}\sigma_{uniforme}^2 &= \xi(x^2) - \xi(x)^2 \\ \xi(x^2) &= \frac{1}{L} \int_0^L x^2 dx \\ \xi(x)^2 &= \frac{1}{L^2} \left( \int_0^L x dx \right)^2 \\ \text{d'où } \sigma_{uniforme}^2 &= \frac{L^2}{12}\end{aligned}$$

où  $L$  est la taille du trou et  $\xi(x)$  est l'espérance d'une variable aléatoire continue ( $x$ ) suivant une loi uniforme.

Enfin nous obtenons :

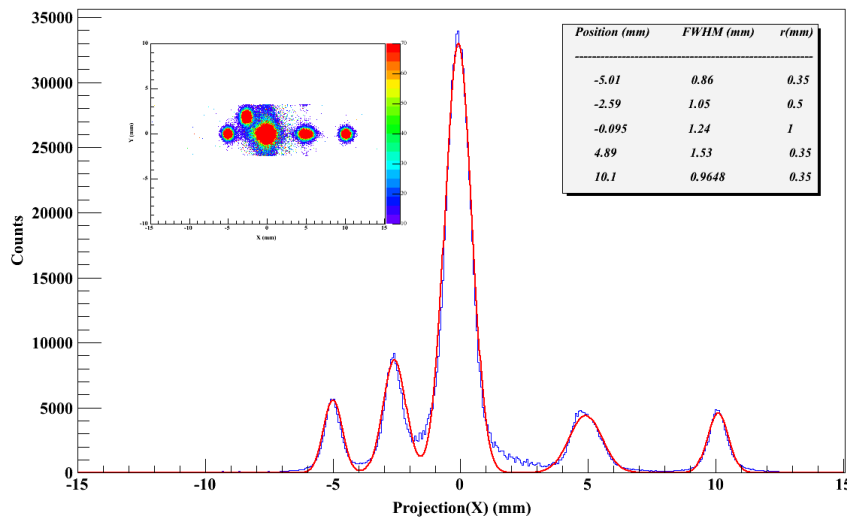
$$H_{res}^2 = H_{mes}^2 - 2\sqrt{2\ln 2} \frac{L^2}{12}$$

	CATS1	CATS2	Cible
$FWHM_X$ (mm)	1,02	1,02	1,24
$FWHM_Y$ (mm)	0,95	0,95	1,11

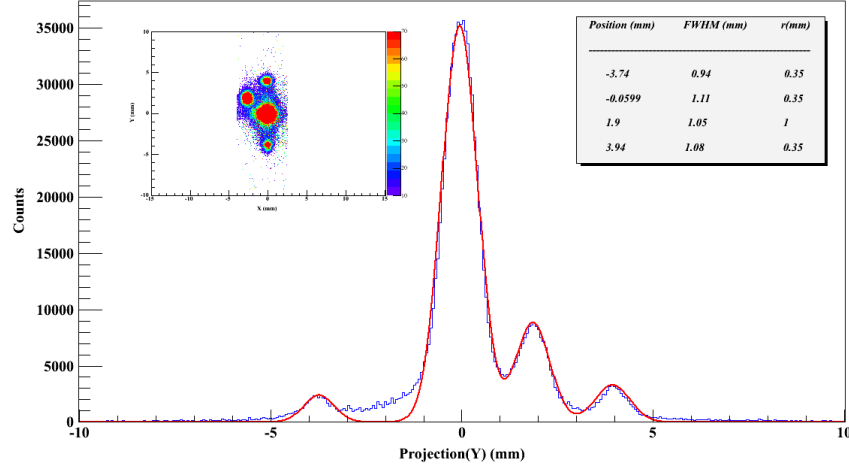
**Table 3.4** – La résolution en position obtenue pour CATS1, CATS2 et la cible en prenant le trou central de la grille.

$L$  ici représente la largeur du trou. Nous allons prendre le trou central de rayon  $r = 1\text{mm}$ . Le tableau 3.4 montre les résultats obtenus en considérant que les deux détecteurs CATS sont identiques :

Les figures (3.10 et 3.11) représentent la projection des trous centraux sur l'axe  $X$  et  $Y$  respectivement. Les positions des pics et la largeur à mi-hauteur (FWHM) sont présentées sur les mêmes figures.



**Figure 3.10** – Projection de l'image de la grille sur l'axe  $X$  pour les trous correspondants au centre du faisceau.



**Figure 3.11** – Projection de l'image de la grille sur l'axe  $Y$  pour les trous correspondants au centre du faisceau.

## 3.2 Étalonnage du télescope MUST2

Nous discutons ici les méthodes employées pour l'étalonnage de l'ensemble de six télescopes MUST2 qui représentent plus de 3072 voies d'électronique (128 pistes en  $X$  et en  $Y$  pour l'énergie et le temps). Nous avons effectué l'étalonnage en temps en utilisant un générateur d'impulsion qui envoie des impulsions avec un intervalle de temps de 20 ns. L'étalonnage en énergie a été fait en utilisant une source alpha à trois émetteurs. Nous présentons tous les résultats obtenus.

### 3.2.1 Étalonnage en énergie

#### 3.2.1.1 Étalonnage du détecteur Si à pistes

Les 1536 pistes des 6 télescopes MUST2 sont calibrées individuellement en utilisant une source alpha avec trois énergies différentes provenant de trois émetteurs ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  et  $^{244}\text{Cm}$ ). Lors du passage d'une particule alpha dans un détecteur MUST2, elle va perdre de l'énergie dans la zone morte<sup>1</sup> à l'entrée du détecteur. La perte d'énergie est calculée en utilisant le programme LISE++[LIS]. Le tableau 3.5 présente les caractéristiques de chaque émetteur avec l'énergie résiduelle ( $E''_{\alpha}$ ) après traversée de la zone morte.

Le système d'acquisition fournit automatiquement les positions des piédestaux en les normalisant au canal 8192 que nous supposons être le zéro de la physique. Ensuite ces piédestaux sont supprimés dans la suite de l'expérience. Un problème dans la mesure des positions des piédestaux a été identifié au cours de l'expérience. Nous avons remar-

1. La zone morte à l'entrée d'un télescope MUST2 est composée de :  $\text{Al}$  ( $0,4 \mu\text{m}$ ) et  $\text{SiO}_2$  ( $0,1 \mu\text{m}$ )[Mou08].

Source	$T_{1/2}$	$E_\alpha$	Intensité	$E'_\alpha$	$E''_\alpha$
$\alpha$	(ans)	MeV	(%)	(Al)	(SiO <sub>2</sub> )
<b><sup>239</sup>Pu</b>	$2,411(3) \times 10^4$	<b>5,15659(14)</b>	70,77(14)	5,0912	<b>5,0753</b>
		5,1443(8)	17,11(14)	5,0788	<b>5,0628</b>
		5,1055(8)	11,94(7)	5,0396	<b>5,0236</b>
<b><sup>241</sup>Am</b>	432,2	<b>5,48556(12)</b>	84,8(5)	5,4229	<b>5,4077</b>
		5,44280(13)	13,1(3)	5,3798	<b>5,3645</b>
		5,388	1,66(2)	5,3245	<b>5,3091</b>
<b><sup>244</sup>Cm</b>	18,1	<b>5,80477(5)</b>	76,40(12)	5,745	<b>5,7305</b>
		5,76264(3)	23,60(12)	5,7025	<b>5,6879</b>

**Table 3.5** – Énergies de la source Alpha. La perte d'énergie dans la zone morte est calculée en utilisant le programme LISE++[LIS].

qué que les valeurs enregistrées par le système d'acquisition ne correspondaient pas aux valeurs réelles de la position du piédestal. Pour corriger cela nous avons mis en œuvre une procédure pour la recherche de ces positions pour les 1536 pistes des six télescopes MUST2 en utilisant un “run” effectué pour l'étalonnage avec la présence de ces piédestaux. Un “run” d'étalonnage a été effectué avec la suppression des piédestaux, sachant que les données de l'expérience ont été prises dans la même condition.

La différence ( $\Delta$ ) entre les canaux des deux runs résultant des valeurs erronées de la mesure des positions des piédestaux a été déterminée afin de se placer dans les conditions de l'expérience. Le spectre en énergie alpha (en canal) est montré sur la figure 3.12 pour la piste 31X du télescope MM2 avant l'étalonnage. Nous cherchons la position (en canal) de chaque pic et le piédestal à l'aide d'un ajustement Gaussien. Ensuite, nous effectuons sur les quatre points une régression avec un polynôme de premier ordre pour obtenir la correspondance canal-énergie (voir figure 3.13).

Supposons que :

- ch : canal utilisant le run *sans la présence du piédestal*.
- CH : canal utilisant le run *avec la présence du piédestal*.
- P : position du piédestal.
- $\Delta = CH - ch$ .

La correspondance canal-énergie est :



$$E = a \times (CH - P - \Delta) + b$$

Avec  $a, b$  les paramètres du polynôme résultant de l'ajustement linéaire. Nous voyons sur la figure 3.13 l'ajustement linéaire réalisé pour les trois pics alpha et le piédestal. Toutes les valeurs sont décalées pour avoir le piédestal à zéro (canal-8192). La figure 3.14 montre les pics alpha après l'étalonnage pour la piste 31X pour le télescope MM2. Les résultats d'ajustement sont présentés dans le tableau 3.6. La somme des 128 pistes en  $X$  du télescope MM2 pour les pics alpha est présentée sur la figure 3.15.

La figure 3.16 représente l'énergie (en canal) en fonction du numéro de piste pour les 6 télescopes MUST2 en  $X$  et en  $Y$ . Les énergies récupérées sur la piste  $X$  sont codées du canal 8192 jusqu'au canal 16384. Pour les pistes  $Y$  les énergies sont codées du canal 8192 jusqu'au canal 0. La figure 3.17 représente les résultats de l'étalonnage pour les 6 télescopes MUST2 en  $X$  et en  $Y$ . Les lignes noires présentées sur la figure correspondent aux trois énergies alpha en tenant compte de la perte d'énergie dans la zone morte.

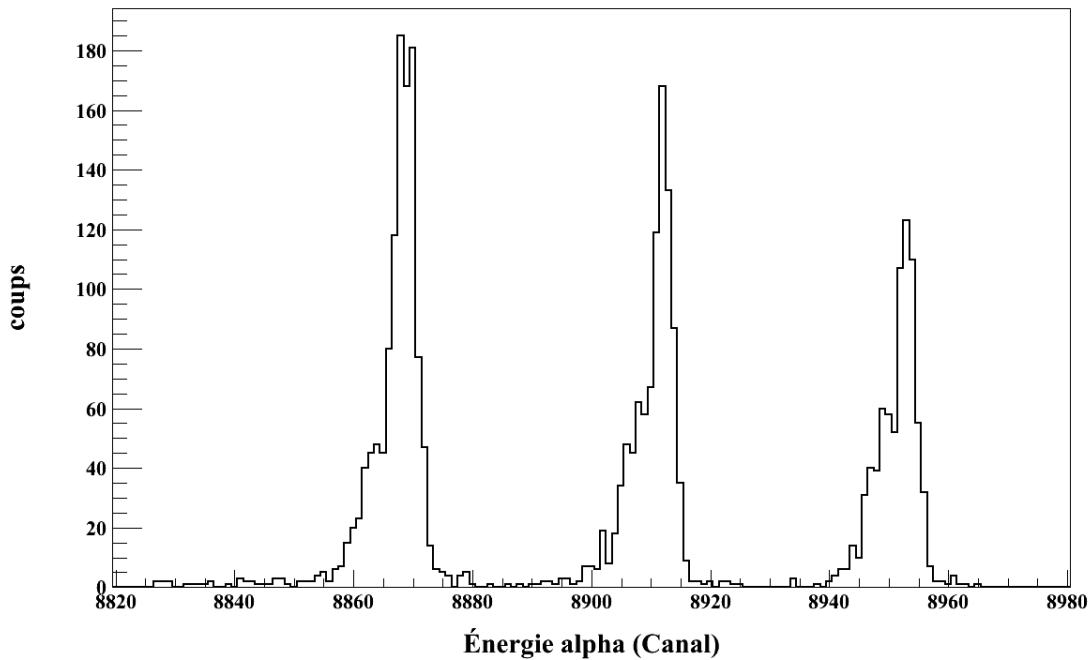
**Remarque :** La même procédure utilisée pour la calibration en temps de vol a été utilisée pour l'étalonnage en énergie en utilisant un générateur d'impulsions qui fournit des signaux d'amplitudes contrôlées sur chaque piste du télescope MUST2. Nous n'avons pas utilisé ces informations pendant l'analyse car ces signaux couvraient des gammes d'énergies supérieures à celle du proton d'intérêt ( $E_p \leq 6$  MeV) dans notre cas.

Pour tester la dispersion de l'étalonnage sur les 128 pistes, nous allons comparer la résolution du détecteur obtenu pour une seule piste (la piste 31 du télescope MM2X, figure 3.14)  $\sigma_{31}$  avec la résolution du détecteur pour les 128 pistes  $\sigma_{tous}$  pour la gamme d'énergies d'intérêt (tableau 3.7). L'erreur relative est de  $\frac{\sigma_{tous}}{E} \simeq 0.28\%$  pour l'ensemble de toutes les pistes et de  $\frac{\sigma_{31}}{E} \simeq 0.24\%$  pour la piste 31. L'erreur sur l'alignement est donc de l'ordre de 2keV.

Dans la procédure d'analyse, nous considérons qu'une piste du détecteur Si est touchée lorsqu'un l'événement est détecté dans les deux détecteurs CATS et que son énergie est supérieure à un seuil d'environ 400 keV qui est le seuil de détection d'un proton dans le détecteur Si. Nous avons pris en compte les événements d'interpiste où deux pistes adjacentes sont touchées en même temps pour le même événement. Dans ce cas nous sommions les deux énergies détectées. En fait, lorsqu'un événement est présent dans l'interpiste, son énergie va être détectée par les deux pistes adjacentes ( $E = E_1 + E_2$ ), mais l'une ou les deux énergies  $E_1$  ou/et  $E_2$  sera perdue lorsqu'elle est inférieure au seuil de détection. Dans ce cas, on perd la particule complètement ou son énergie est inférieure à son énergie réelle. Cela représente environ 2.2 % des événements. Cet effet d'interpiste est étudié par J. Yorkston *et al.* [Yor87] et bien détaillé pour un télescope MUST par S. Ottini [Ott99]. La figure 3.18 présente l'énergie mesurée sur les pistes  $Y$  du détecteur

silicium en fonction de celle mesurée sur les pistes  $X$  (en utilisant la cible de  $320 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ). Nous remarquons qu'à basse énergie ( $E < 1 \text{ MeV}$ ), la corrélation  $(E_X, E_Y)$  n'est plus valable à cause de l'effet d'interpiste.

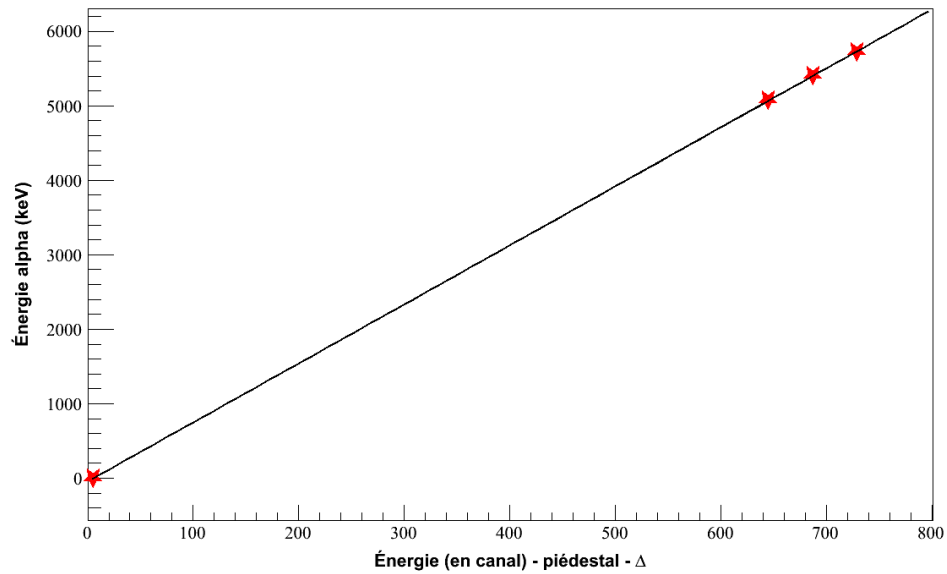
Dans le cas où deux ou plusieurs pistes sont touchées et ne sont pas adjacentes, nous prenons la piste ayant l'énergie maximale. Cela représente seulement 0.4 % des événements, ces événements ont été enfin rejetés dans l'analyse. Notons aussi que nous avons utilisé les énergies des pistes  $X$  pour le calcul de l'énergie d'excitation.



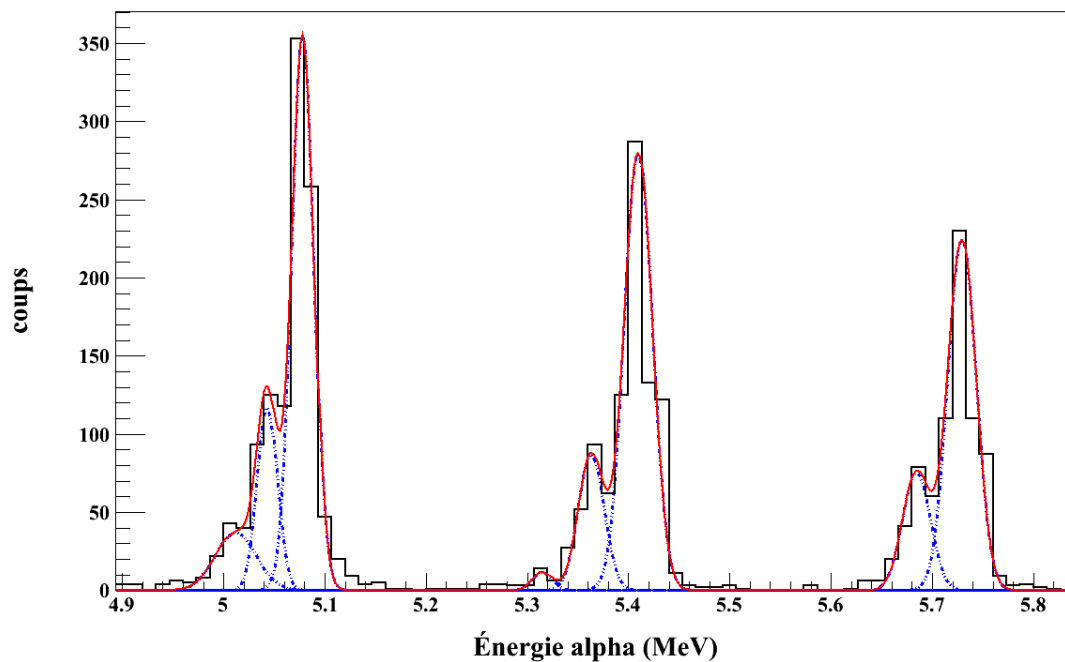
**Figure 3.12** – Spectre énergie alpha pour la piste 31 du télescope MM2X avant l'étalonnage.

Énergie (MeV)	Largeur à mi-hauteur (MeV)	Intensité (%)
5,077	0,026	67,22
5,042	0,023	20,00
5,012	0,047	12,78
5,409	0,030	76,19
5,363	0,026	21,53
5,321	0,092	2,28
5.729	0,033	75,30
5.684	0,030	24,70

**Table 3.6** – Résultats de l'ajustement des pics alpha après la calibration pour la piste 31 du télescope MM2X (à comparer avec le tableau 3.5)



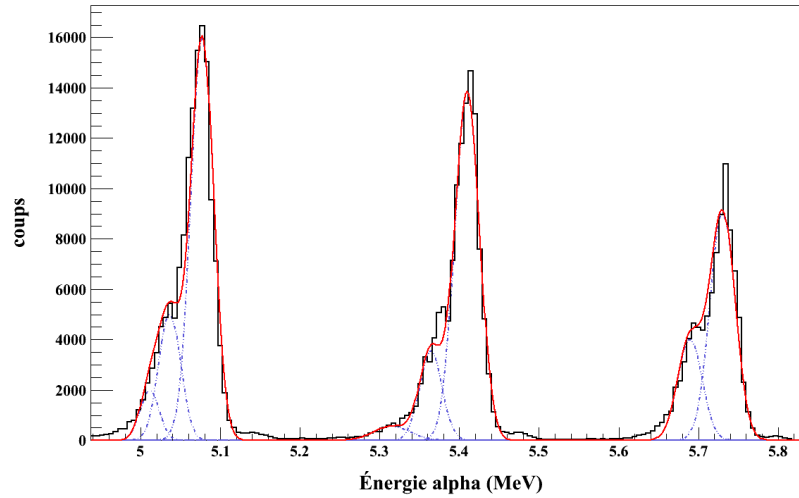
**Figure 3.13** – Ajustement d'énergie alpha en canal avec énergie en keV en utilisant un polynôme de 1<sup>er</sup> degré, pour la piste 31X du MM2. L'étoile au canal 0 représente le piédestal (après avoir décalé le spectre pour mettre le piédestal à zéro). Les trois étoiles restantes représentent la position des trois sources alpha.



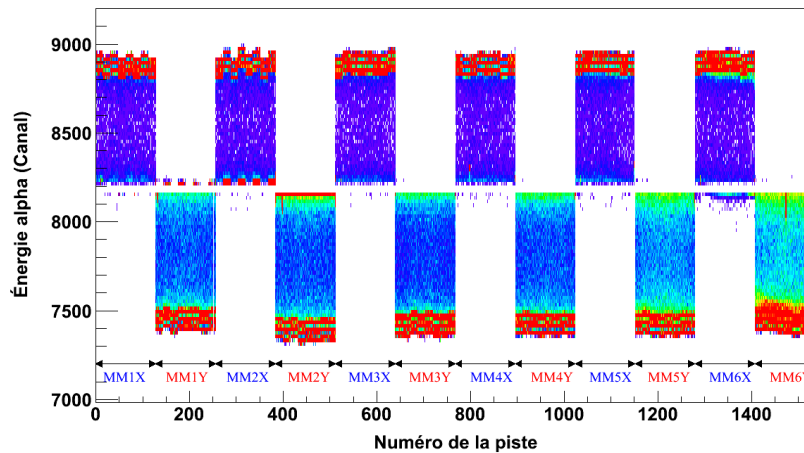
**Figure 3.14** – Spectre énergie alpha pour la piste 31 du télescope MM2X après l'étalonnage. La perte d'énergie dans la zone morte à l'entrée du télescope MUST2 a été prise en compte. Les résultats d'ajustement sont présentés dans le tableau (3.6)

Énergie (MeV)	$\sigma_{31}$ (MeV)	$\sigma_{31}/E$ (%)	$\sigma_{tous}$ (MeV)	$\sigma_{tous}/E$ (%)
5,077	0,011	0,21	0,014	0,28
5,41	0,014	0,26	0,0155	0,29
5,73	0,014	0,24	0,016	0,28

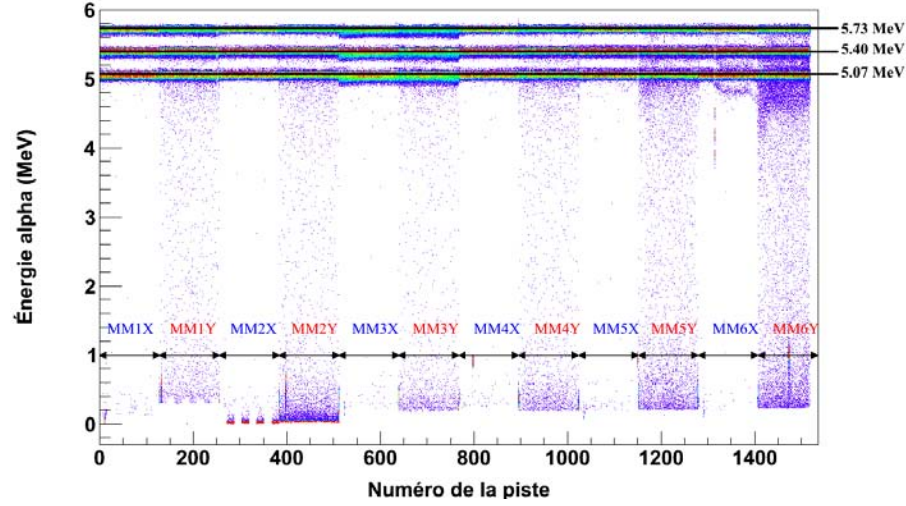
**Table 3.7** – Résolution en énergie pour la calibration des particules alpha obtenues pour une piste de télescope MM2X ( $\sigma_{31}$ ), et pour toutes les pistes du même télescope ( $\sigma_{tous}$ ).



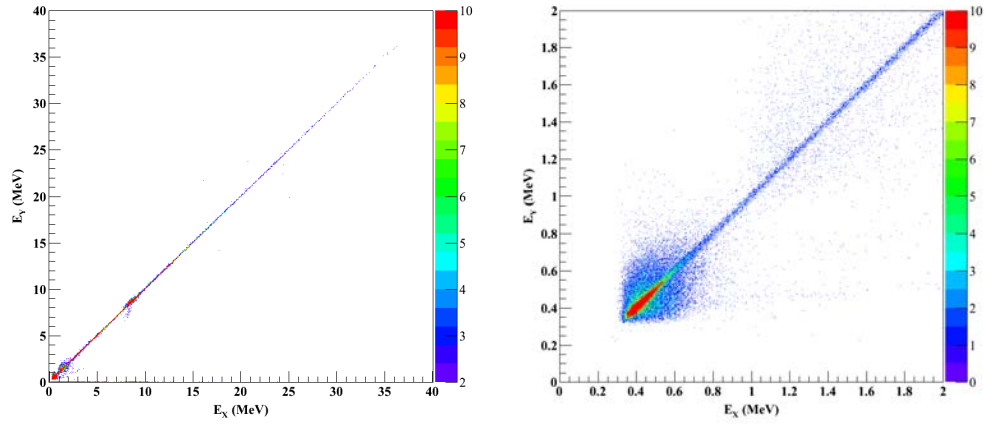
**Figure 3.15** – Spectre énergie alpha pour les 128 pistes en  $X$  pour le télescope MM2 après l'étalonnage. La perte d'énergie dans la zone morte à l'entrée du télescope a été prise en compte.



**Figure 3.16** – Énergie des particules alpha non calibrée en fonction de numéro de piste pour les 6 télescopes MUST2 en  $X$  et en  $Y$  pour le run 153 (sans piédestal). Les énergies des pistes  $X$  sont codées du canal 8192 jusqu'au canal 16384, les énergies des pistes  $Y$  sont codées du canal 8192 jusqu'au canal 0.



**Figure 3.17** – Énergie des particules alpha calibrée en fonction de numéro de la piste pour les 6 télescopes MUST2 en X et en Y pour le run 153 (sans piédestal). Les lignes noires correspondent aux énergies restant après traversée de la zone morte du télescope MUST2 (voir tableau 3.5).



**Figure 3.18** – Énergie du détecteur silicium du télescope MUST2 déposée sur les pistes Y en fonction de l'énergie déposée sur les pistes X. À droite pour toute la gamme d'énergie détectée. À gauche en zoomant sur la zone de basse énergie. (la cible utilisée est de  $320 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'épaisseur pour un faisceau d' $^8\text{He}$  à  $15,4 \text{ MeV}/\text{nuc}$ l

### 3.2.1.2 Énergie du CsI

Comme nous l'avons montré précédemment, nous nous intéressons aux protons de moins de 6 MeV, ces protons s'arrêtent complètement dans le premier étage (Si de  $300 \mu\text{m}$ ) du télescope MUST2. Pour cette raison nous n'avons pas effectué un étalonnage pour le détecteur (CsI) pour les détecteurs MM1-4. L'utilisation de ce détecteur a été limitée au nettoyage du spectre (E,TOF) des événements correspondant au "punch-through" (voir section 5.1) en l'utilisant comme véto. Pour le télescope MM5 (à  $0^\circ$ ), nous avons pu

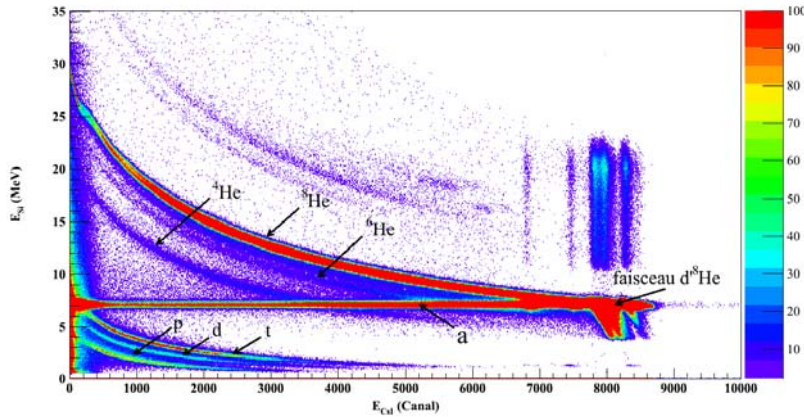
identifier les particules chargées après la réaction. La matrice  $(\Delta E_{Si}, E_{CsI})$  nous permet d'identifier la nature de ces particules issues de la réaction d'intérêt grâce à leur charge et masse. La formule de Bethe-Bloch permet d'exprimer la perte d'énergie dans le Si :

$$\Delta E_{Si} = \frac{AZ^2}{E}$$

Où :

- $A$  : la masse de la particule.
- $Z$  : sa charge.
- $E$  : son énergie avant la détection.
- $E_{CsI} = E - \Delta E_{Si}$ .

La figure 3.19 représente l'énergie (calibrée) déposée dans le détecteur (Si) en fonction de l'énergie (non calibrée) détectée dans le détecteur (CsI). Nous pouvons distinguer les particules chargées légères (p,d, et t) et aussi les isotopes d'hélium ( $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ , et  $^8\text{He}$ ). La ligne (a) correspond aux événements où le faisceau a interagi avec les cristaux du scintillateur CsI.



**Figure 3.19** – identification des particules chargées dans le télescope MM5. (a) correspond aux particules du faisceau d' $^8\text{He}$  qui ont subi des interactions avec les cristaux du détecteur CsI (l'énergie du faisceau déposée dans le premier étage Si est autour de 7 MeV).

**Remarque :** seul le télescope MM6 (à  $65^\circ$ ) était équipé de deux détecteurs Si(Li). Ce télescope était dédié à la détection des particules issues de la diffusion élastique. Un des deux télescopes Si(Li) n'était pas opérationnel. Comme il correspondait aux angles les plus intéressants pour la diffusion élastique, nous n'avons pas pu exploiter les données du télescope MM6.

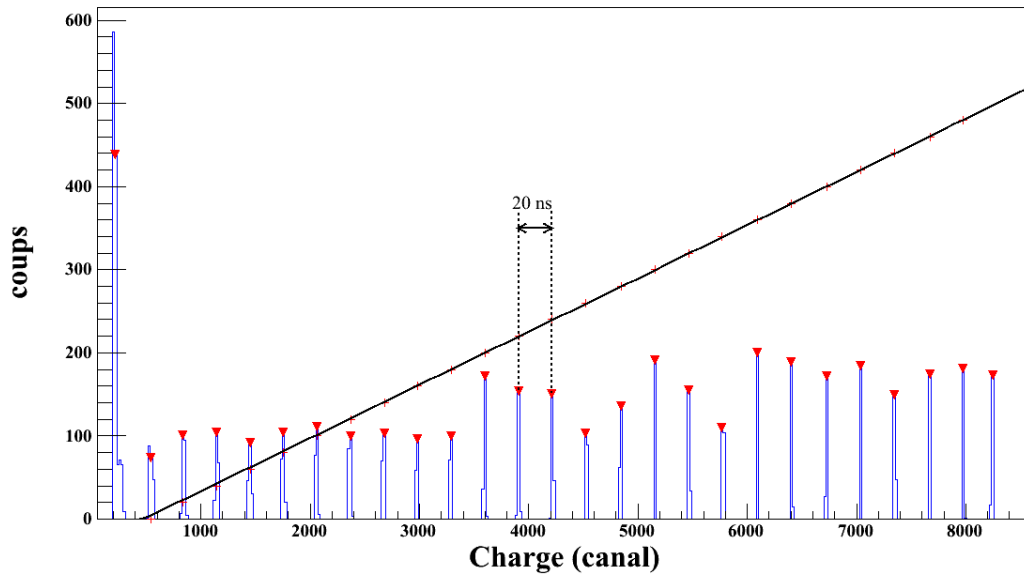
### 3.2.2 Étalonnage en temps de vol

La première étape de l'étalonnage fait pour le temps de vol est un étalonnage relatif. Nous avons envoyé à l'aide d'un générateur d'impulsion des signaux avec un intervalle

de temps de 20 ns. Au moyen d'un ajustement Gaussien nous récupérons le centroïde de chaque pic. Nous supposons que le premier pic correspond au zéro. Ensuite, nous utilisons un ajustement linéaire pour trouver la correspondance entre canal et nanoseconde.

La figure 3.20 représente l'étalonnage effectué pour le temps de vol d'un télescope MUST2 (MM1). Ici nous présentons la piste 9 en  $X$  comme exemple.

Les figures 3.21 et 3.22 représentent les résultats de l'étalonnage en temps pour les 4 télescopes MUST2 à l'arrière de la cible en  $X$  et en  $Y$ . Les charges des signaux du générateur d'impulsion sont présentées en fonction des numéros des pistes avant l'étalonnage (à gauche) et après l'étalonnage (à droite). Nous remarquons des fluctuations au début et à la fin de la gamme de la charge (même figures à droite). Cela signifie que nous perdons parfois les signaux des extrêmes pour des raisons liées à l'électronique (souvent un décalage entre la gamme du "Time Calibrator" et celle de TDC). En conséquence, le zéro du temps n'a pas été toujours pris par rapport au premier pic. Ce défaut a été corrigé plus tard par l'alignement des temps de vol sur les 128 pistes en  $X$  et en  $Y$  pour chaque télescope MUST2 en utilisant les données faisceau (c.f. 3.2.3).



**Figure 3.20** – Charges des signaux du générateur d'impulsion pour le télescope MM1 en  $X$  pour la piste 9 avec un ajustement linéaire.

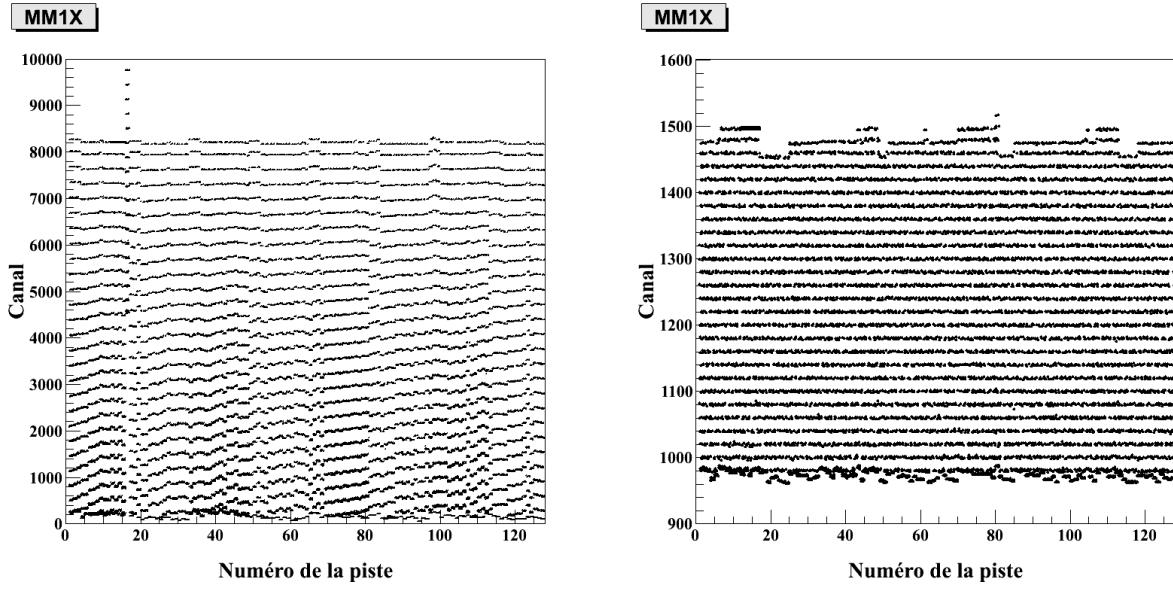


Figure 3.21 – Signaux du générateur d'impulsion en fonction des numéros de la piste pour le télescope MM1 à l'arrière de la cible en X avant l'étalonnage (à gauche) et après l'étalonnage (à droite).

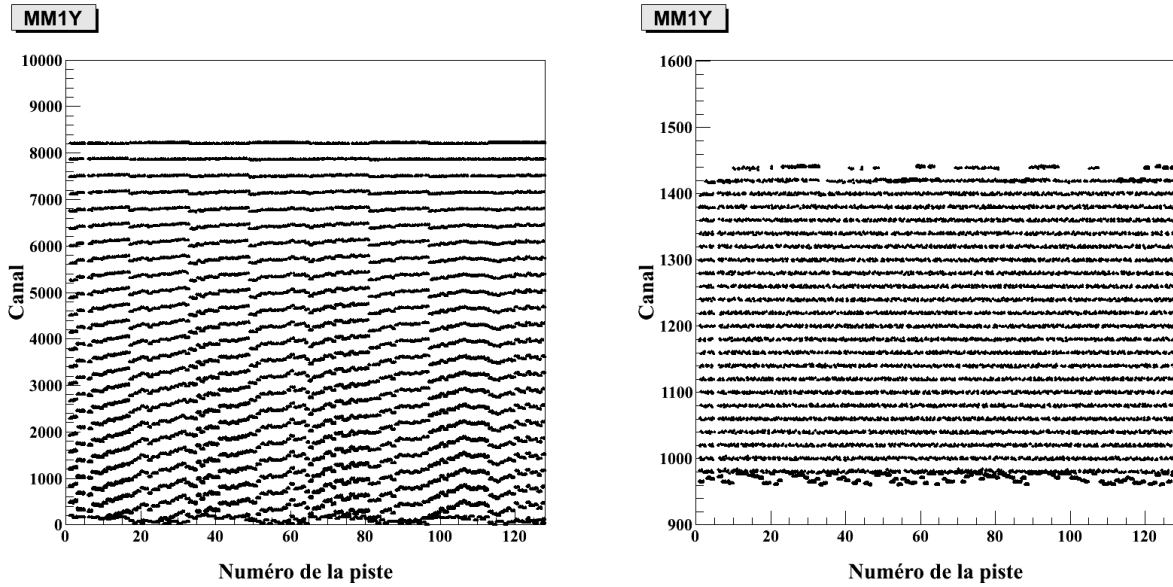


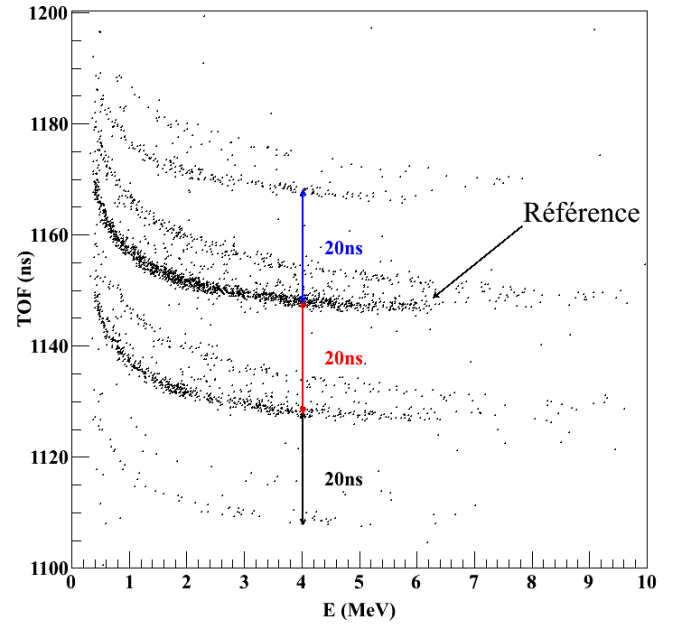
Figure 3.22 – Signaux du générateur d'impulsion en fonction des numéros de la piste pour le télescope MM1 à l'arrière de la cible en Y avant l'étalonnage (à gauche) et après l'étalonnage (à droite).

On constate que sur les figures 3.21 et 3.22 (figure à droite après la calibration) que le canal zéro a été décalé, afin de différencier les événements sans rien dans le TDC et ceux physiquement centrés sur le temps 0.

### 3.2.3 Alignement en temps du télescope MUST2



La compacité de l'électronique de MUST2 permet de supposer que lors de la calibration en temps, la simple utilisation d'un "time calibrator" permet aussi d'aligner en temps les différentes pistes. Cependant, nous avons montré précédemment (section 3.2.2) que la référence pour le temps de vol ne correspond pas toujours au premier pic choisi pour l'éta-lonnage en temps de vol. Donc, un décalage de  $(\pm n \times 20 \text{ ns})$  en temps de vol se produit correspondant aux références mal choisies. La figure 3.23 représente le temps de vol en fonction de l'énergie<sup>1</sup> mesurée dans le télescope MM1 pour les pistes  $X$  avec les décalages. Pour les corriger, nous avons choisi la ligne proton avec le plus d'événements (notée "Référence" sur la même figure) et ajusté les autres en ajoutant  $(\pm n \times 20)$  selon la différence avec la ligne du proton choisi (la "Référence"). Nous ne nous intéressons pas à la valeur absolue du temps de vol du proton mais seulement la sélection du proton que nous obtenons à partir de cette matrice d'identification (E,TOF).



**Figure 3.23** – La matrice d'identification du proton (E,TOF) pour toutes les pistes  $X$  du télescope MM1 avant l'alignement en temps de vol.

### 3.3 Alignement en position du télescope MUST2

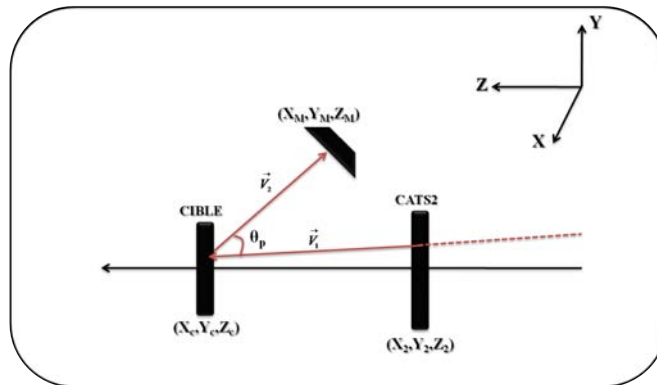
Dans la chambre à réaction se trouvent deux couronnes mobiles. L'ensemble de MM1-4 était monté sur une couronne. Le fait de vider la chambre à réaction avant l'expérience conduit parfois à modifier les positions des télescopes données par le géomètre. Ces modifications en position ou en angle peuvent générer des valeurs erronées pour l'énergie et l'angle du proton de recul et en conséquence des erreurs sur l'énergie des états excités pour le noyau d'intérêt ainsi que pour les largeurs de ces états. Pour vérifier ces positions, nous avons recherché pour chaque détecteur la position sur les axes ( $X$ ,  $Y$ , et  $Z$ ) et les angles autour de ces axes, qui permettait de reproduire le mieux les énergies d'excitation des états connus dans l' $^{17}\text{O}$ . Ces tests ont montré que les positions données par le géomètre pour les détecteurs n'ont pas changé durant l'expérience (voir §5).

1. L'identification E-TOF des particules chargées issues de la réaction  $d(^8\text{He},p)^9\text{He}$  est détaillée dans la section 6.3.

## Extraction des paramètres physiques

### 4.1 Angle d'émission du proton

L'angle d'émission du proton a été calculé événement par événement par rapport de la trajectoire du noyau d' $^8\text{He}$  incident. Comme nous l'avons déjà montré (§2.4.1), les deux détecteurs CATS permettent de déterminer le point d'impact des particules du faisceau sur la cible. Les télescopes MUST2 à l'arrière de la cible (MM1-4) fournissent la position du proton de recul ( $X_M, Y_M, Z_M$ ). Notons la position d'une particule sur CATS2 ( $X_2, Y_2, Z_2$ ) et sur la cible ( $X_c, Y_c, Z_c$ ). Nous définissons deux vecteurs  $\vec{V}1(X_c - X_2, Y_c - Y_2, Z_c - Z_2)$  et  $\vec{V}2(X_M - X_c, Y_M - Y_c, Z_M - Z_c)$ . L'angle entre  $\vec{V}1$  et  $\vec{V}2$  est l'angle d'émission du proton (figures 4.1). Tous les mesures sont effectuées dans le repère du laboratoire (figure 4.2).

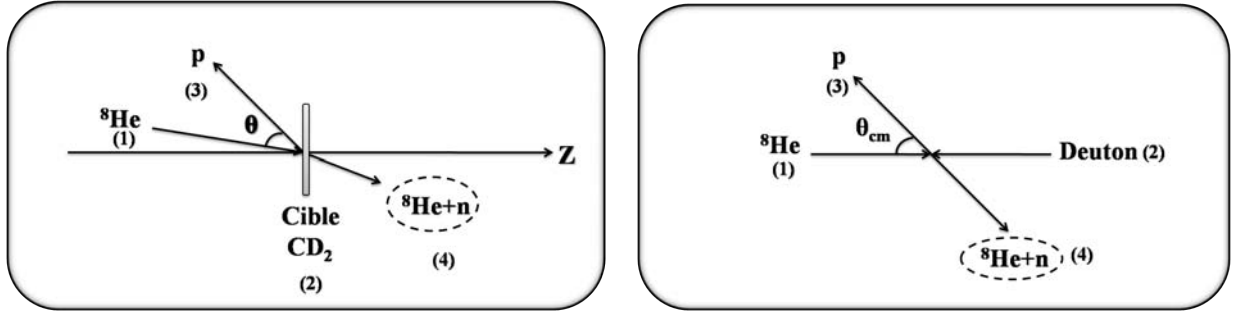


**Figure 4.1** – Angle d'émission du proton de recul pris entre le vecteur du faisceau ( $\vec{V}1$ ) et le vecteur du proton ( $\vec{V}2$ ).

### 4.2 Énergie d'excitation en voie de sortie

L'identification du proton de recul a été effectuée en utilisant la méthode (E-TOF). L'énergie du proton est fournie par la mesure de l'énergie déposée dans les télescopes

MM1-4 que nous corrigeons de la perte d'énergie dans la cible (en supposant que la réaction a lieu au centre), et de la perte d'énergie dans la zone morte à l'entrée du télescope MUST2 (zone morte composée de SiO<sub>2</sub> (0,1  $\mu$ m) et Al (0,4  $\mu$ m)). Le temps de vol est le temps mesuré entre CATS2 et les télescopes MM1-4. Après avoir identifié les protons et en connaissant les caractéristiques des particules de la cible et du faisceau, nous pouvons à l'aide des lois de conservation d'énergie et d'impulsion, déterminer les caractéristiques de l'<sup>9</sup>He (ou <sup>17</sup>O).



**Figure 4.2** – Présentation schématique de la réaction  $d(^8\text{He}, p)^9\text{He}$  dans le laboratoire à gauche et dans le centre de masse à droite.

Considérons la réaction  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ , la loi de conservation d'impulsion nous donne dans le laboratoire :

$$\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = \vec{P}_3 + \vec{P}_4 \quad (\vec{P}_2 = \vec{0}) \quad (4.1)$$

$$P_4^2 = P_1^2 + P_3^2 - 2 \cdot P_1 \cdot P_3 \cdot \cos(\theta) \quad (4.2)$$

$$P_{1,3}^2 = E_{1,3}^2 - m_{1,3}^2 \quad (4.3)$$

$$= T_{1,3}(T_{1,3} + 2m_{1,3}) \quad (4.4)$$

Où  $T$  est l'énergie cinétique avec  $T_1 = 15.5$  MeV/nucléon (énergie du faisceau) et  $T_3$  l'énergie du proton mesuré dans MUST2 ( $0,5 \leq T_3 \leq 6$  MeV).

La loi de conservation d'énergie nous donne :

$$E_4 = E_1 + E_2 - E_3 \quad (4.5)$$

Où :

$$E_1 = T_1 + m_1, \quad (4.6)$$

$$E_2 = m_2, \quad (4.7)$$

$$E_3 = T_3 + m_3 \quad (4.8)$$

$$m_4 = \sqrt{E_4^2 - P_4^2} \quad (4.9)$$

À partir des équations 4.2,4.5-4.9 nous obtenons l'énergie d'excitation de l' $^9\text{He}$  :

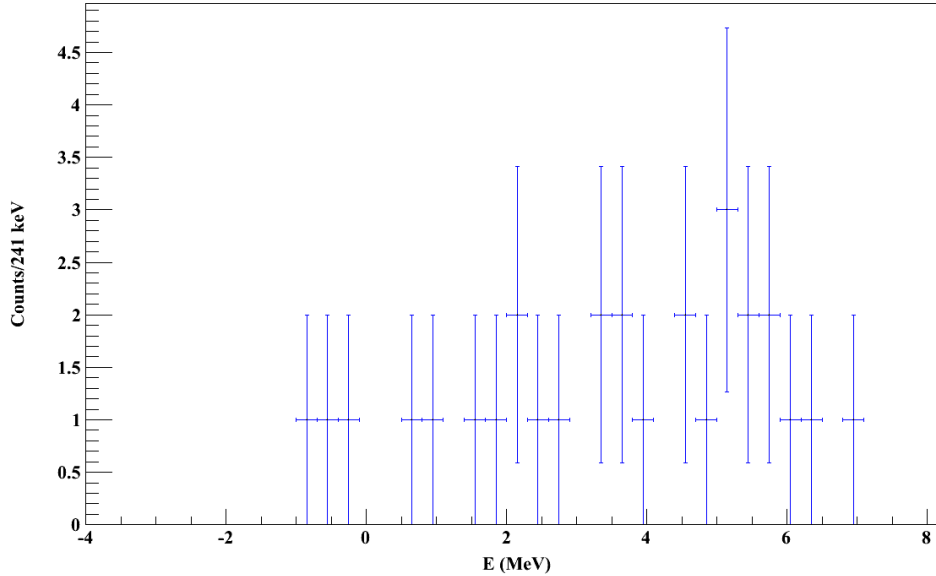
$$E_4^* = m_4 - m_4^0 \quad (4.10)$$

$$E_4^* = \sqrt{(T_1 + m_1 + m_2 - T_3 - m_3)^2 - P_1^2 - P_3^2 + 2 \cdot P_1 \cdot P_3 \cdot \cos(\theta)} - m_4^0 \quad (4.11)$$

Avec :  $m_4^0$  la somme des masses de l' $^8\text{He}$  dans son état fondamental et d'un neutron.

### 4.3 Fonds physiques

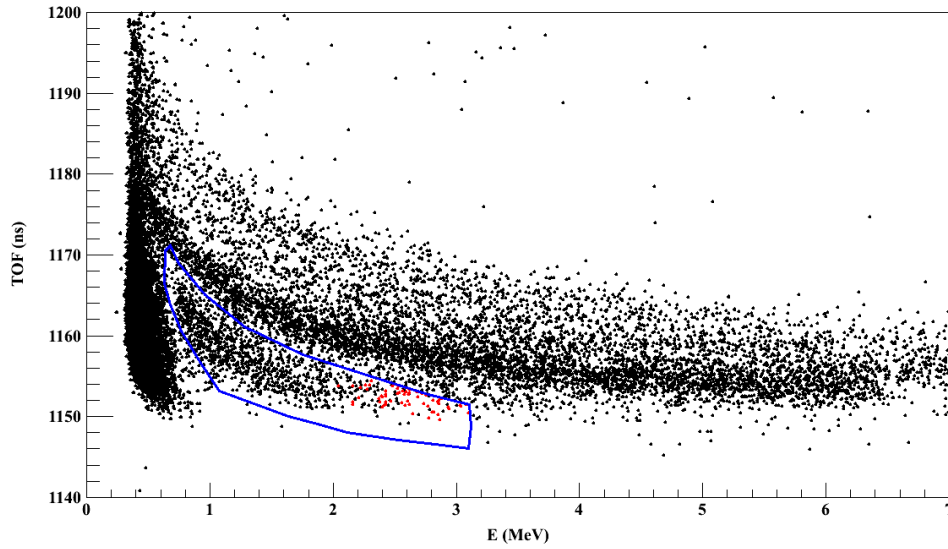
Les particules détectées dans les télescopes (MM1-4) peuvent provenir de la réaction du faisceau sur le carbone de la cible, ce qui génère un fond physique contaminant le spectre étudié. Pour déterminer ce fond nous avons utilisé une cible de carbone. Nous avons analysé les données obtenues de la même façon que pour l'analyse des protons venant de la réaction  $d(^8\text{He},p)^9\text{He}$ . La principale difficulté rencontrée lors de cette analyse venait de la faible statistique obtenue (figure 4.3) ; en conséquence nous étions incapable d'avoir une estimation expérimentale correcte de ce fond. Pour résoudre ce problème nous avons supposé que le fond carbone est plat, et il sera donc représenté dans la suite par un polynôme du premier ordre. La forme linéaire simple du fond permet de ne pas créer de structure dans le spectre d'énergie d'excitation.



**Figure 4.3** – Énergie d'excitation reconstruite à partir des informations obtenues par la réaction du faisceau d' $^8\text{He}$  sur une cible de carbone de  $546 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'épaisseur.

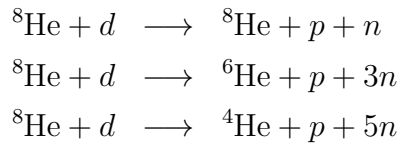
Lors de l'expérience, les télescopes MM1-4 à l'arrière de la cible ont détecté, en plus des protons d'intérêt, des protons venant de la réaction du faisceau d' $^8\text{He}$  sur le

plastique (voir section 6.3). Le problème à considérer était le “punch-through” causé par ces protons qui a conduit à contaminer la sélection des proton d’intérêt. La figure 4.4 montre la matrice E-TOF. Les particules marquées en rouge représentent les particules qui correspondent aux énergies négatives dans le spectre d’énergie d’excitation d’ $^9\text{He}$ . Nous remarquons que ces particules sont sélectionnées avec les particules d’intérêt. Pour faire face à ce problème nous avons ajouté un fond correspondant à ces particules (voir figure 6.10).



**Figure 4.4** – Temps de vol en fonction de l’énergie pour les quatre télescopes MM1-4 en utilisant les deux cibles. Les particules marquées en rouges correspondent aux énergies négatives dans le spectre d’énergie d’excitation d’ $^9\text{He}$ .

Un autre fond pris en compte est l’espace de phase car en plus de la réaction de transfert d’un neutron nous pouvons avoir une cassure du deuton en neutron plus proton associé ou non à une désintégration du noyau  $^8\text{He}$  en  $^6\text{He} + 2n$  ou  $^4\text{He} + 4n$ , selon les réactions :



Ce fond a été pris en compte en utilisant la bibliothèque TGenPhaseSpace de ROOT[ROO] qui permet de simuler l’espace de phase.

Pour la réaction de vérification  $d(^{16}\text{O}, p)^{17}\text{O}$  nous avons pris l’espace de phase venant de la cassure du deuton de la cible ( $^{16}\text{O} + d \rightarrow ^{16}\text{O} + n + p$ ). Nous remarquons sur le

premier spectre ( $^{17}\text{O}$ ) que cet espace de phase commence autour de 4 MeV, compatible avec une énergie de séparation du neutron  $S_n = 4,143$  MeV.

L'illustration des différents fonds et de leur impact sur l'analyse des données sont présentés et détaillés en chapitre 5 et 6.

## 4.4 Section efficace

L'étude de la distribution angulaire fournit des informations importantes concernant la structure des noyaux étudiés, en particulier les multipolarités des transitions et dans certains cas les spins et les parités des états peuplés dans le noyau d'intérêt.

La section efficace d'une réaction dans le référentiel du laboratoire pour un angle ( $\theta$ ) est donnée par la formule :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N_{det}(\theta)}{N_{inc} N_{cible} \Delta\Omega(\theta)} \quad (4.12)$$

Où :

- $N_{det}$  : Nombre de particules détectées dans l'ensemble de 4 télescopes MUST2 à l'arrière de la cible,
- $N_{inc}$  : Nombre de particules incidentes sur la cible (seuls les événements détectés dans les deux détecteurs CATS ont été pris en compte),
- $N_{cible}$  : Nombre de particules dans la cible,
- $\Delta\Omega(\theta)$  : L'angle solide (en sr) couvert par le dispositif expérimental pour l'angle  $\theta$  dans le laboratoire.

Pour passer du référentiel du laboratoire au référentiel du centre de masse nous utilisons le Jacobien de la distribution angulaire, dont l'expression est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}) = \text{Jacobien}(\theta_{cm}) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \quad (4.13)$$

avec :

- $\theta$  : L'angle du proton dans le laboratoire,
- $\theta_{cm}$  : L'angle du proton dans le centre de masse.

Nous prenons la notation de la figure (4.2) où :

- (1) représente le faisceau  $^8\text{He}$  ( $^{16}\text{O}$ ),
- (2) représente la cible de deuton,

- (3) représente le proton de recul,  
 (4) représente le fragment lourd  ${}^9\text{He}$  ( ${}^{17}\text{O}$ ).

Le Jacobien s'exprime par :

$$Jacobien(\theta_{cm}) = \frac{\gamma P_3^{cm}(P_3 - \beta E_3 \cos(\theta))}{P_3^2} \quad (4.14)$$

et l'angle dans le centre de masse par :

$$\theta^{cm} = \pi - \arccos\left(\frac{\gamma}{P_3^{cm}}(P_3 \cos(\theta) - \beta E_3)\right) \quad (4.15)$$

Avec :

$$\gamma = \frac{E}{E^{cm}}$$

$$E = T_1 + m_1 + m_2$$

$$E^{cm} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2m_2(T_1 + m_1)}$$

$$E_3^{cm} = \frac{E^{cm} + m_3^2 - m_4^2}{2E^{cm}}$$

$$P_3^{cm} = \sqrt{(E_3^{cm})^2 - m_3^2}$$

$$E_3 = (1 - \beta \cos(\theta))^{-1} \left[ \frac{E_3^{cm}}{\gamma} + \beta \cos(\theta) + \sqrt{\left(\frac{E_3^{cm}}{\gamma}\right)^2 - m_3^2(1 - \beta^2 \cos^2(\theta))} \right]$$

$$P_3 = \sqrt{E_3^2 - m_3^2}$$

Nous savons que l'efficacité de détection dépend de l'angle de détection. Pour cela nous devons la prendre en compte pour le calcul des distributions angulaires. Nous supposons ici que l'efficacité du détecteur CATS est de 100%<sup>1</sup>. Pour les télescopes MUST2, nous avons obtenu l'acceptance angulaire  $\varepsilon_{MUST2}(\theta)$  à l'aide de la simulation (voir annexe C). Ce qui donne :

---

1. Nous considérons ici que l'efficacité du détecteur CATS est de 100%, car seuls les événements détectés dans les deux détecteurs CATS seront pris en compte durant l'analyse (la raison de ce choix est expliqué dans l'Annexe B).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N_{det}(\theta)(1 - T_{inc})}{N_{inc} N_{cible} \varepsilon_{MUST2}(\theta) (1 - T_{det}) \Delta\Omega(\theta)} \quad (4.16)$$

Avec :

- $\Delta\Omega(\theta) = 2\pi \sin(\theta) \Delta\theta$ ,
- $\varepsilon_{MUST2}(\theta)$  est l'efficacité du télescope MUST2 à l'angle  $\theta$ ,
- $T_{inc}$  est le temps mort pour l'acquisition pour les événements du faisceau et
- $T_{det}$  est le temps mort pour l'acquisition pour un événement détecté dans un des télescopes MM1-4.

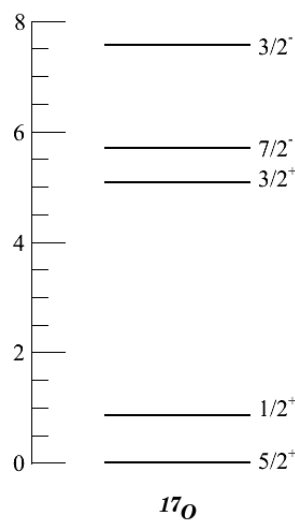
Les temps morts ( $T_{inc}$  et  $T_{det}$ ) sont identiques et se simplifient dans la relation 4.16.

Dans ce chapitre nous avons discuté l'extraction des paramètres physiques de notre expérience. Nous montrerons dans la suite les résultats obtenus pour l'étude de la réaction test  $d(^{16}\text{O},p)^{17}\text{O}$  et la réaction  $d(^8\text{He},p)^9\text{He}$  en détaillant les méthodes employées pour chercher l'état fondamental et les états excités pour le noyau d' $^9\text{He}$  et l'interprétation des résultats obtenus.



## Étude de la réaction de calibration : $d(^{16}\text{O},p)^{17}\text{O}$

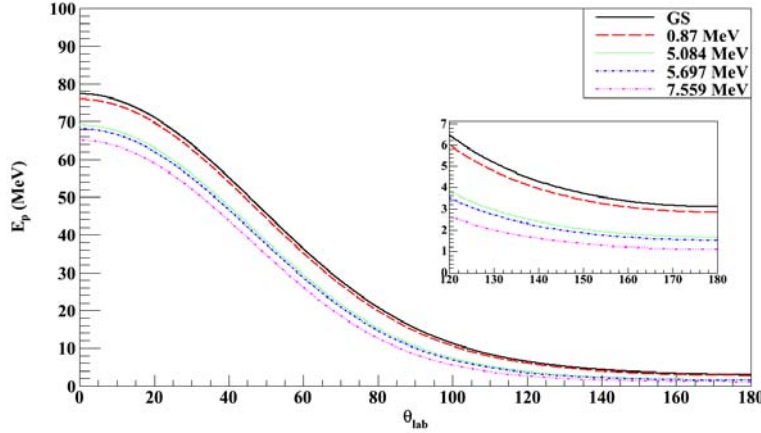
Pour vérifier le bon fonctionnement de notre dispositif expérimental et la validité de nos codes d'analyse, nous avons étudié la réaction  $d(^{16}\text{O},p)^{17}\text{O}$ , réaction connue en cinématique directe et tabulée [Coo74, Dar73, Til93, AS77]. Cette étude nous permet aussi de déterminer nos différentes résolutions expérimentales (énergie, angle ...). Le dispositif expérimental et le traitement des données obtenues pour la réaction  $d(^{16}\text{O},p)^{17}\text{O}$  à 15,5 MeV/nucléon sont les mêmes que ceux utilisés pour étudier la réaction  $d(^8\text{He},p)^9\text{He}$  à 15,4 MeV/nucléon. Nous limiterons notre étude dans la suite aux états de  $^{17}\text{O}$  qui suivent le modèle en couches (figure 5.1) où le neutron de valence peut être considéré comme une particule indépendante.



**Figure 5.1** – Schéma de la modèle en couches pour le noyau d' $^{17}\text{O}$ .

La cinématique de la réaction  $d(^{16}\text{O},p)^{17}\text{O}$  est présentée sur la figure 5.2. Les états d' $^{17}\text{O}$  considérés sont ceux du travail de Cooper *et al.* [Coo74] car l'énergie (dans le centre

de masse) de la réaction est similaire à la nôtre<sup>1</sup>. La couverture angulaire des télescopes MM1-4 à l'arrière de la cible est de  $120^\circ$  à  $180^\circ$  dans le laboratoire. Donc pour déterminer les états d' $^{17}\text{O}$  nous détectons les protons de recul avec une énergie maximale autour de 6 MeV.



**Figure 5.2** – Cinématique de la réaction  $d(^{16}\text{O},p)^{17}\text{O}$  en utilisant le programme LISE+++[LIS]. Les états d' $^{17}\text{O}$  sont ceux obtenus par Cooper *et al.* [Coo74]

Cooper *et al.* ont étudié la réaction  $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$  avec une énergie de faisceau  $E_d = 25,4; 36$  et  $63,2$  MeV. Les résultats obtenus avec le faisceau à  $25,4$  MeV pour les états de l' $^{17}\text{O}$  sont présentés sur la figure 5.3. Les sections efficaces des premiers trois états de l' $^{17}\text{O}$  sont présentées sur la figure 5.4 pour deux énergies du faisceau  $25,4$  et  $36$  MeV. Deux calculs théoriques DWBA sont faits en utilisant d'une part, un potentiel conventionnel pour le système deuton-noyau et d'autre part, en incluant la cassure du deuton. Les facteurs spectroscopiques obtenus pour le fondamental et le premier état excité sont présentés dans le tableau 5.1.

La même réaction  $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$  a été étudiée par Darden *et al.* [Dar73] pour des énergies  $E_d = 9,3; 13,3$  et  $15$  MeV. La figure 5.5 montre l'état fondamental et les premiers états excités de particule indépendante obtenus par Darden pour une énergie de deuton de  $13,3$  MeV. Les données obtenues ont permis de déterminer clairement un état lié (noté " $p_3$ ") à  $E = 3,841$  MeV (en dessous de seuil d'émission de neutron) et trois états non liés (notés " $p_4, p_5$  et  $p_8$ ") au dessus de seuil  $^{16}\text{O}+n$ , aux énergies  $E = 4,554, E = 5,083$  et  $E = 5,696$  MeV respectivement. La figure 5.6 montre les sections efficaces des états  $p_5$  (en haut) et  $p_8$  (en bas) pour une énergie de deuton de  $9,3$  et  $13,3$  MeV. Le premier état correspond à un état  $3/2^+$  avec un facteur spectroscopique  $FS=1,3^2$  et  $1,2^3$  et le deuxième est un état  $7/2^-$  avec un facteur spectroscopique  $FS \approx 0,15$ .

1. L'énergie (du centre de masse) utilisé par Cooper *et al.* est  $E_d = 25,4$  et  $36$  MeV et dans notre cas est  $E_{cm} = 27,6$  MeV.

2. Pour une énergie de deuton de  $9,3$  MeV.

3. Pour une énergie de deuton de  $13,3$  MeV.

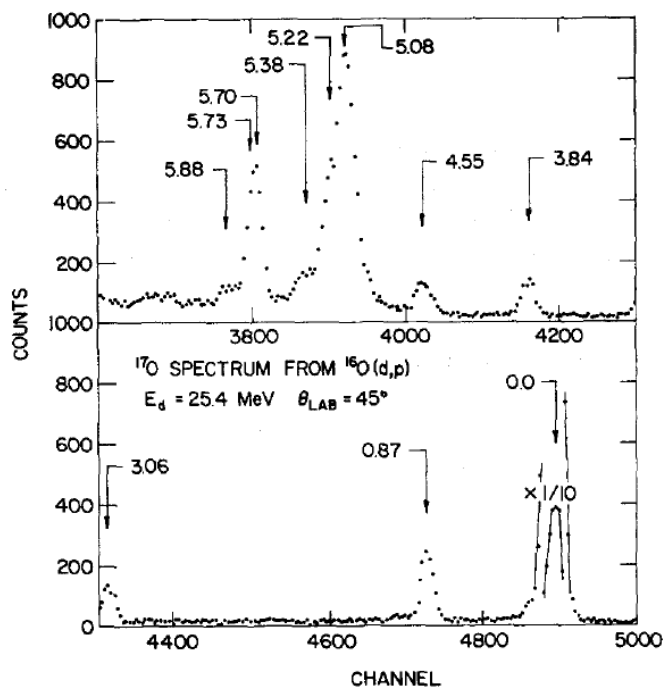


Figure 5.3 – Spectre d'énergie d'excitation de l' $^{17}\text{O}$  obtenu par Cooper *et al.* [Coo74].

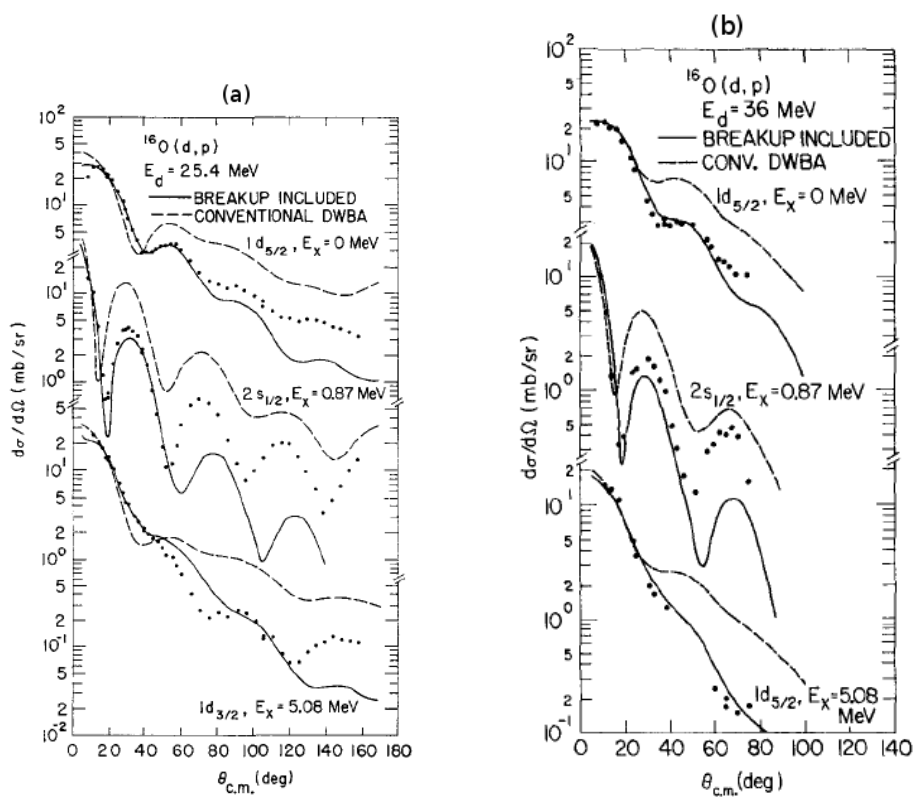


Figure 5.4 – Section efficace pour la réaction  $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$  étudiée par Cooper *et al.* [Coo74].

Dans notre cas, nous avons envoyé un faisceau d' $^{16}\text{O}^{+4}$  à 15,5 MeV/nucléon sur une cible de  $\text{CD}_2$  (de  $546 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ). À l'aide du bloc de télescopes MM1-4 nous détectons les

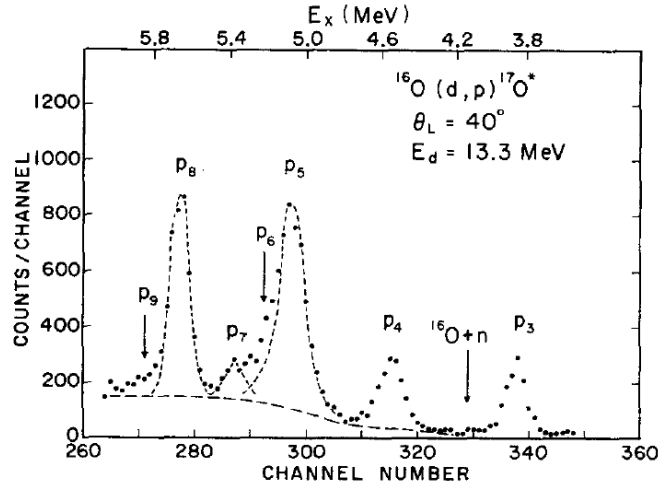


Figure 5.5 – Énergie d'excitation d' $^{17}\text{O}$  obtenue par Darden *et al.* [Dar73].  $E_d = 13,3$  MeV

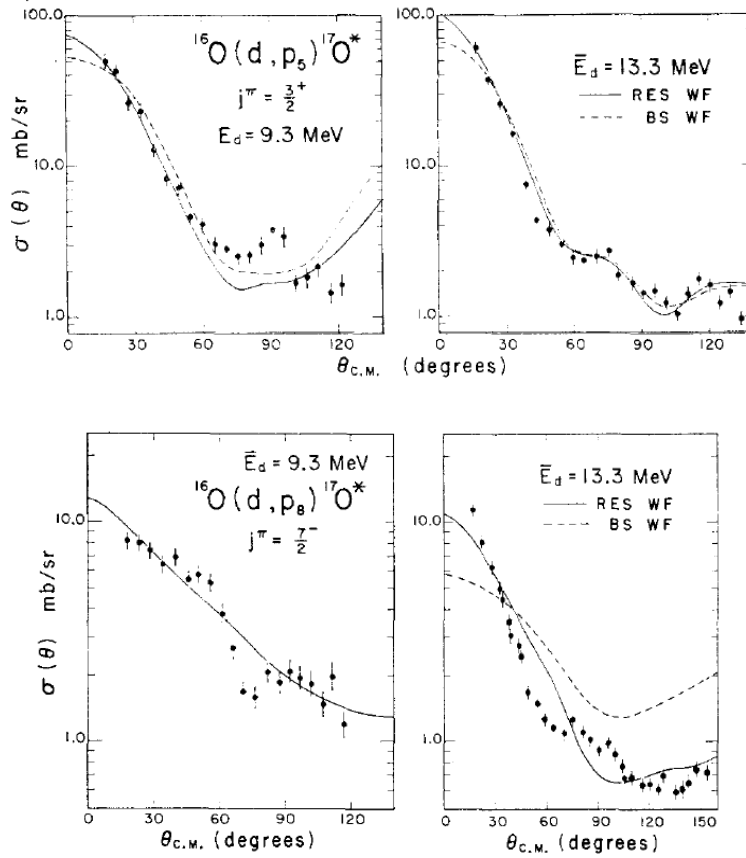


Figure 5.6 – Section efficace pour la réaction  $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$  étudiée par Darden *et al.* [Dar73]. La section efficace montre que l'état à  $E_{p_5} = 5,083$  MeV est un état  $3/2^+$  (en haut) et que l'état à  $E_{p_8} = 5,696$  MeV est un état  $7/2^-$  (en bas). La ligne en tirets représente le calcul DWBA avec une fonction d'onde du neutron faiblement lié. La ligne continue est calculée en utilisant une fonction d'onde de résonance pour le neutron transféré.

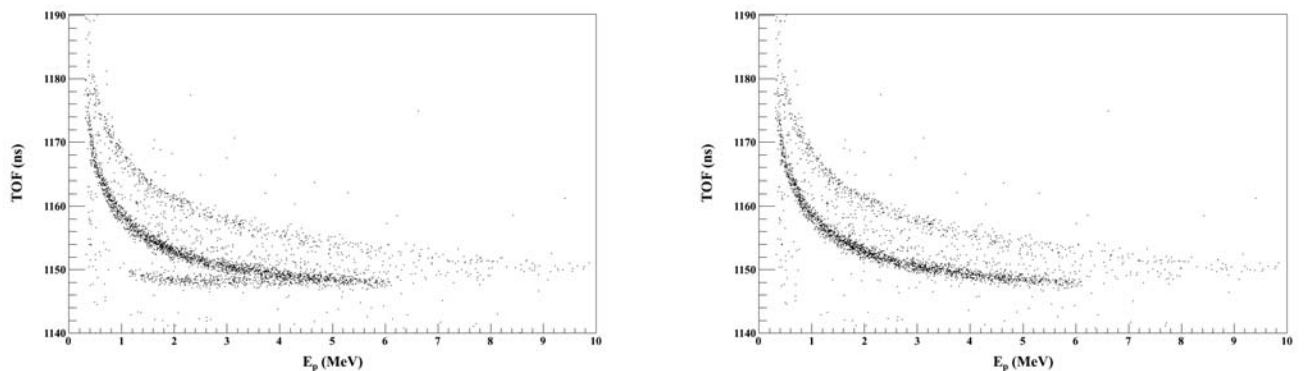
protons de recul. Nous avons identifié les protons en utilisant la méthode (E,TOF), car les protons d'intérêt étaient arrêtés dans le détecteur *Si* à pistes. L'angle du proton a été pris entre le vecteur du faisceau et le vecteur du proton de recul (cible-MM1-4). Les caractéristiques du faisceau d' $^{16}\text{O}$  sont présentées dans le tableau 2.2.

## 5.1 L'identification du proton (E,TOF)

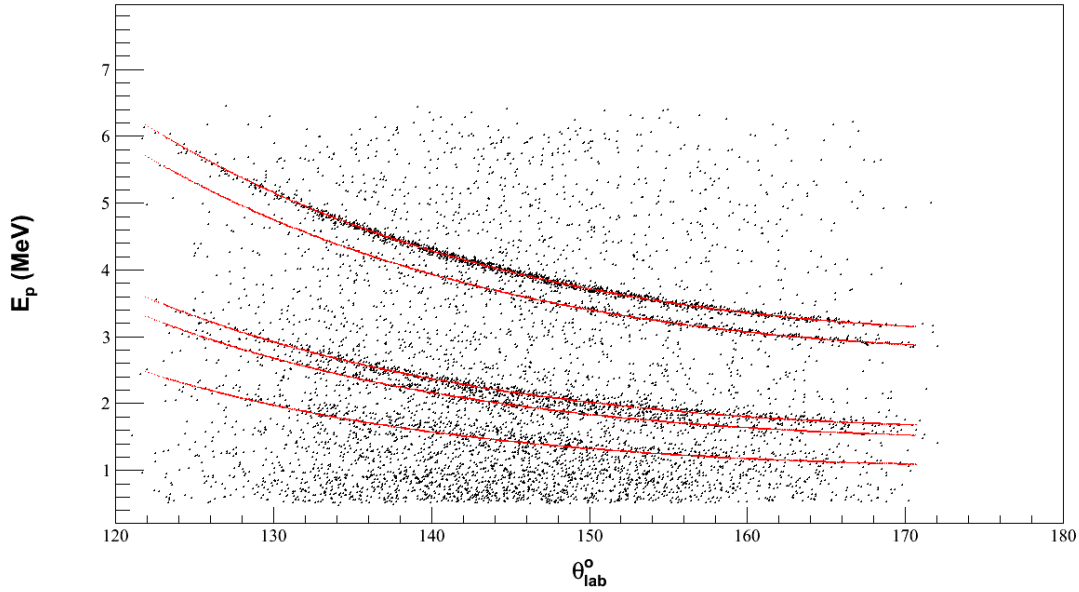
La figure 5.7 représente l'énergie du proton en fonction du temps de vol. Les particules chargées ayant une énergie suffisante, traversent le détecteur *Si* et déposent leur énergie résiduelle dans le détecteur *CsI*, créant un rebroussement dans le spectre (E,TOF) dit "punch-through" (figure 5.7 à gauche). Ces particules sont rejetées dans l'analyse en mettant une condition sur l'énergie détectée dans le détecteur *CsI* (figure 5.7 à droite). L'analyse des données, par la suite, a été limitée aux protons. L'énergie du proton en fonction de son angle d'incidence est présentée sur la figure 5.8. Nous remarquons clairement les lignes cinématiques correspondant aux états du noyau d' $^{17}\text{O}$ , donnés dans le tableau 5.1.

À partir de ces informations et à l'aide de la formule 4.11 nous avons pu reconstruire le spectre des énergies d'excitation présenté sur la figure 5.9. L'état fondamental et le premier état excité sont clairement observés, ainsi que plusieurs états au dessus de 5 MeV. Les différents pics ont été reproduits en utilisant un ajustement Gaussien et les paramètres obtenus sont donnés dans l'insert de la figure 5.9. Nous avons pris en compte un fond linéaire représentant le fond issu de la réaction des particules du faisceau sur les noyaux de carbone composant la cible. Un autre fond prend en compte et simule l'espace de phase venant de la réaction  $^{16}\text{O} + d \rightarrow ^{16}\text{O} + p + n$  (voir figure 5.9). Tous les paramètres étaient laissés libres pendant l'ajustement.

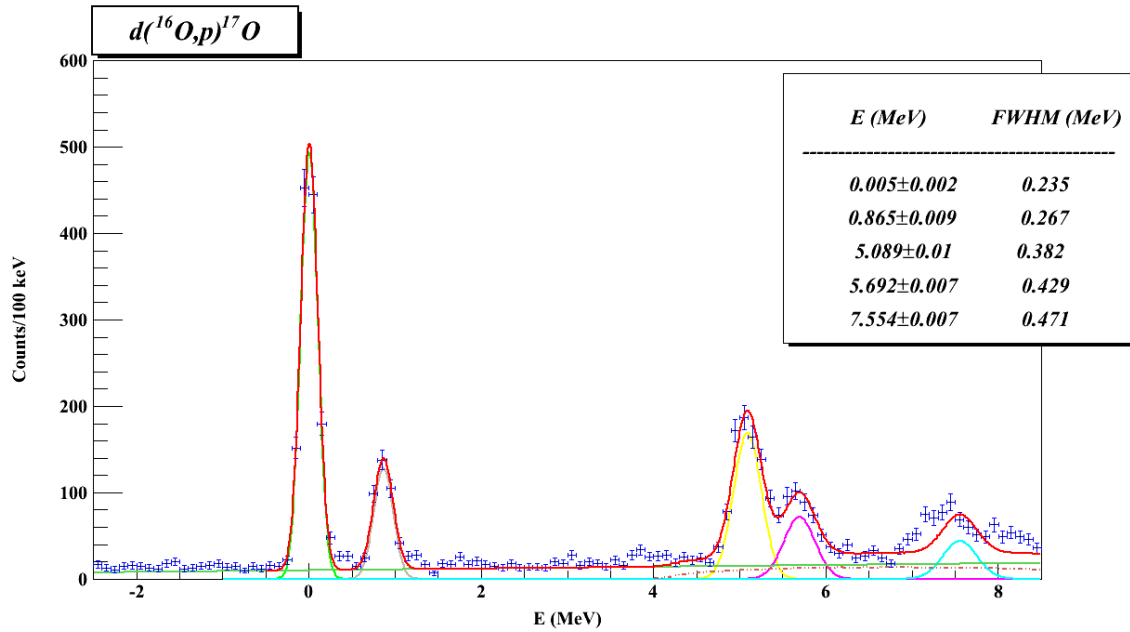
Les résultats d'ajustement sont présentés dans le tableau 5.1 en comparaison avec les valeurs obtenues par Darden *et al.* [Dar73] et par Cooper *et al.* [Coo74].



**Figure 5.7** – Corrélation entre l'énergie du proton et le temps de vol pour les pistes X du télescope MM4 avec le "punch-through" (à gauche) et sans le "punch-through" (à droite). L'énergie a été mesurée dans le premier étage du télescope (*Si*). Le temps de vol a été pris entre le 2<sup>ème</sup> CATS et le télescope MM4.



**Figure 5.8** – Énergie du proton en fonction de son angle d'incidence sur le télescope MM4 dans le laboratoire. Les lignes rouges représentent la cinématique de la réaction calculée à l'aide du programme de simulation.



**Figure 5.9** – Énergie d'excitation de l' $^{17}\text{O}$  obtenue à partir de l'énergie du proton et de son angle dans le laboratoire. La ligne verte représente le fond de carbone et la ligne (tiret-point) représente l'espace de phase  $^{16}\text{O} + d \rightarrow ^{16}\text{O} + p + n$ .

$J^\pi$	$E^a(\text{keV})$	$\text{FWHM}^a(\text{keV})$	$\text{FS}^a$	$E^b(\text{keV})$	$\text{FS}^c$	$\text{FS}^d$	$\text{FS}^e$
$5/2^+$	$5 \pm 2$	$235 \pm 5$	$0,7 \pm 0,02$	0	$0,99 - 0,81$	$1,07 - 0,84$	
$1/2^+$	$865 \pm 9$	$267 \pm 15$	$1,4 \pm 0,07$	$870 \pm 10$	$1,96 - 0,78$	$1,14 - 0,91$	
$3/2^+$	$5089 \pm 10$	$382 \pm 16$	$0,8 \pm 0,03$	$5084 \pm 9$			1,2
$7/2^-$	$5692 \pm 7$	$429 \pm 38$	$0,13 \pm 0,007$	$5697 \pm 4$			0,15
$3/2^-$	$7554 \pm 7$	$471 \pm 4$	$0,24 \pm 0,01$	$7559 \pm 20$			

*a.* Ce travail.

*b.* National Nuclear Data Center [NNDC].

*c.* Cooper *et al.* [Coo74],  $E_d = 25,4$  MeV. La première valeur est obtenue en incluant le potentiel conventionnel du deuton et la deuxième en incluant la cassure du deuton.

*d.* Cooper *et al.* [Coo74],  $E_d = 36$  MeV. La première valeur est obtenue en incluant le potentiel conventionnel du deuton et la deuxième en incluant la cassure du deuton.

*e.* Darden *et al.* [Dar73],  $E_d = 13,3$  MeV.

**Table 5.1** – Énergie d'excitation des états d' $^{17}\text{O}$  résultant de l'ajustement gaussien présenté sur la figure 5.9 en comparaison avec les résultats de Darden *et al.* [Dar73] et de Cooper *et al.* [Coo74]. Les erreurs du facteur spectroscopique est purement statistique.

Les énergies des états trouvés pour l' $^{17}\text{O}$  sont en accord avec les valeurs tabulées pour ce noyau dans la limite de notre résolution expérimentale.

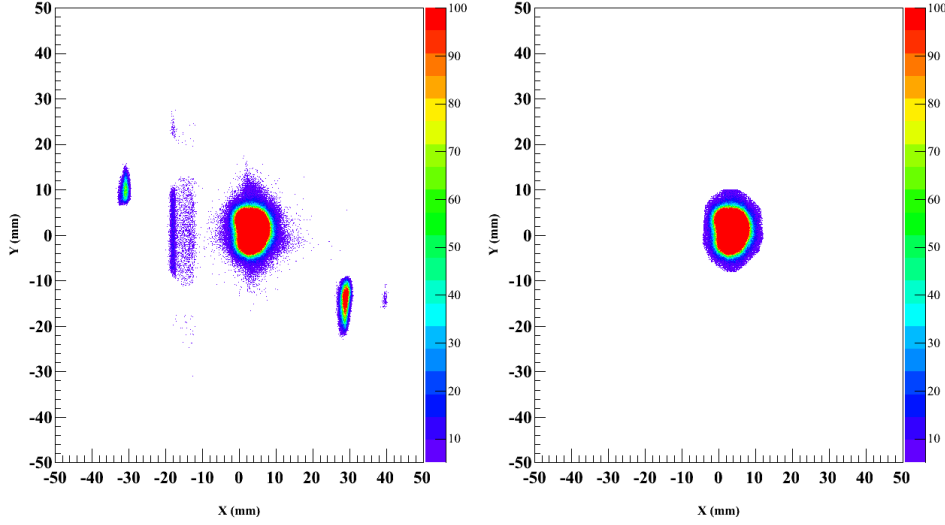
## 5.2 Distribution angulaire $^{17}\text{O}$

Nous présentons ici la procédure employée pour calculer la section efficace de l' $^{17}\text{O}$ , en montrant les résultats obtenus pour la distribution angulaire de chaque état de ce noyau.

Pour obtenir la section efficace de l' $^{17}\text{O}$ , nous prenons comme nombre de particules incidentes le nombre d'événements où les détecteurs CATS1 et CATS2 ont été touchés. Le nombre de particules incidentes ainsi déterminé est  $N'_{inc} = 7,33 \times 10^9$  particules. Pour faciliter le traitement des données nous avons fait une condition sur les événements reconstruits au niveau de la cible. La sélection a été prise au centre de la cible pour éviter les événements venant de la réaction du faisceau sur le porte cible.

La figure 5.10 représente les événements reconstruits au niveau de la cible : à gauche, avant de faire la sélection et à droite après la sélection. Pour prendre en compte cette sélection nous avons normalisé le nombre des particules incidentes comme :

$$N_{inc} = N'_{inc} \times \frac{N \text{ particules après la sélection}}{N \text{ particules avant la sélection}} \quad (5.1)$$



**Figure 5.10** – Événements reconstruits au niveau de la cible avant la sélection (à gauche) et après la sélection (à droite).

Nous avons utilisé une cible de  $\text{CD}_2$  de  $0,546 \text{ mg/cm}^2$ . Le nombre de deutons dans la cible est  $N_{cible} = 4,11 \times 10^{-8} \text{ At./mb}$ . Nous avons déterminé le nombre de particules détectées, dans huit tranches angulaires. Pour chaque tranche angulaire, le spectre d'énergie d'excitation est reproduit par une somme de cinq Gaussiennes correspondant aux différents états en prenant en compte le bruit du fond lié aux réactions sur le carbone de la cible ainsi que l'espace de phase  $^{16}\text{O} + d \rightarrow ^{16}\text{O} + p + n$  (figure 5.11). L'intégrale de chaque Gaussienne nous donne le nombre de particules détectées  $N_{det}$  pour chaque état. Les paramètres d'ajustement sont ceux obtenus pour le spectre total en énergie d'excitation (voir figure 5.9). Seuls les paramètres d'amplitudes des pics sont laissés libres. Nous obtenons l'efficacité de détection pour chaque télescope MUST2 à l'aide de la simulation (voir annexe C) qui doit être comprise dans le calcul de la distribution. Enfin, la section efficace différentielle dans le centre de masse est donnée par la relation <sup>1</sup> :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}) &= \text{Jacobien}(\theta_{cm}) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \\ &= \text{Jacobien}(\theta_{cm}) \frac{N_{det}(\theta)}{N_{inc} N_{cible} \epsilon_{MUST2} \Delta\Omega(\theta)} \end{aligned} \quad (5.2)$$

où,  $\theta$  est l'angle d'émission du proton,  $\Delta\Omega(\theta) = \sin(\theta) d\phi d\theta = 2\pi \sin(\theta) d\theta$ , avec  $d\theta = \theta_{max} - \theta_{min}$  la différence entre l'angle maximal et minimal pour chaque tranche an-

1. Nous considérons ici que le temps mort de l'électronique est le même pour tous les systèmes de détection.



gulaire. Les valeurs de Jacobien et de  $\theta_{cm}$  sont calculées dans la section 4.4. Les erreurs représentées sur la figure 5.12 sont des erreurs statistiques ( $\sqrt{N_{det}}$ ).

La figure 5.11 montre l'ajustement des huit tranches angulaires incluant les états excités listés dans le tableau 5.1, ainsi que les fonds physiques. Tous les paramètres sont extraits de l'ajustement du spectre total d'énergie d'excitation (figure 5.9) et fixés durant la procédure d'ajustement pour chaque intervalle angulaire, sauf les paramètres de l'amplitude des Gaussiennes. L'intégration de chaque Gaussienne donne le nombre de particules détectées que nous utilisons pour le calcul de la section efficace (relation 5.2). La figure 5.12 montre les sections efficaces différentielles en fonction de  $\theta_{cm}$  pour les différents états de l' $^{17}\text{O}$ , comparées avec des calculs DWBA<sup>1</sup>. Les spins et les parités sont en accord avec les valeurs publiées pour ce noyau. Les facteurs spectroscopiques obtenus sont présentés dans le tableau 5.1. Pour les états liés de l' $^{17}\text{O}$  (le fondamental et le premier état excité) nous comparons les facteurs que nous avons obtenus avec ceux de Cooper *et al.* [Coo74]. Nos résultats sont en accord avec Cooper dans une limite de 25 %, cette incertitude peut être due à la différence de 5 MeV d'énergie incidente<sup>2</sup> d'une part, et d'autre part, le calcul DWBA a été fait pour une portée finie. Enfin, la différence entre les facteurs de forme utilisés pour la superposition des fonctions d'onde du deuton et du proton peut aussi expliquer la différence des facteurs spectroscopiques obtenus dans notre travail.

Pour le premier état excité un autre facteur peut jouer un rôle important, c'est que le calcul DWBA ne peut pas donner une description exacte pour le minimum, ce qui est un problème commun pour les réactions (d,p) pour un état  $l = 0$ , et aussi la normalisation pour les angles avant a tendance à donner un facteur spectroscopique un peu plus grand que ce qu'elle devrait être [Kee10]. Nous pouvons expliquer la différence entre le facteur spectroscopique du deuxième état excité extrait de notre travail et celui de Darden *et al.* [Dar73] par la différence en énergie incidente ( $E_d = 13,3$  MeV pour Darden) et par la différence du potentiel optique utilisé (cassure de deuton). Le facteur spectroscopique pour le troisième état est en parfait accord pour les deux travaux. Enfin, nous avons trouvé que pour l'état excité à 7,554 MeV (qui est un état  $3/2^-$ ) le facteur spectroscopique est de 0,24. Ce facteur n'était pas connu auparavant.

---

1. Le calcul DWBA présenté ici a été fait en utilisant le code FRESCO [Tho83]. Les facteurs spectroscopiques correspondent à l'ajustement de valeurs théoriques (calcul DWBA) sur les données physiques (relation A.25). Pour cela nous avons ajusté les distributions angulaires obtenues de façon à minimiser l'écart entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales. Les erreurs statistiques résultant de cet ajustement sont présentées sur le tableau 5.1.

2.  $E_d = 25,4$  MeV pour Cooper *et al.* [Coo74] et  $E_d = 31$  MeV dans notre cas (énergie du faisceau d' $^{16}\text{O}$  est de 15,5 MeV/nucléon).

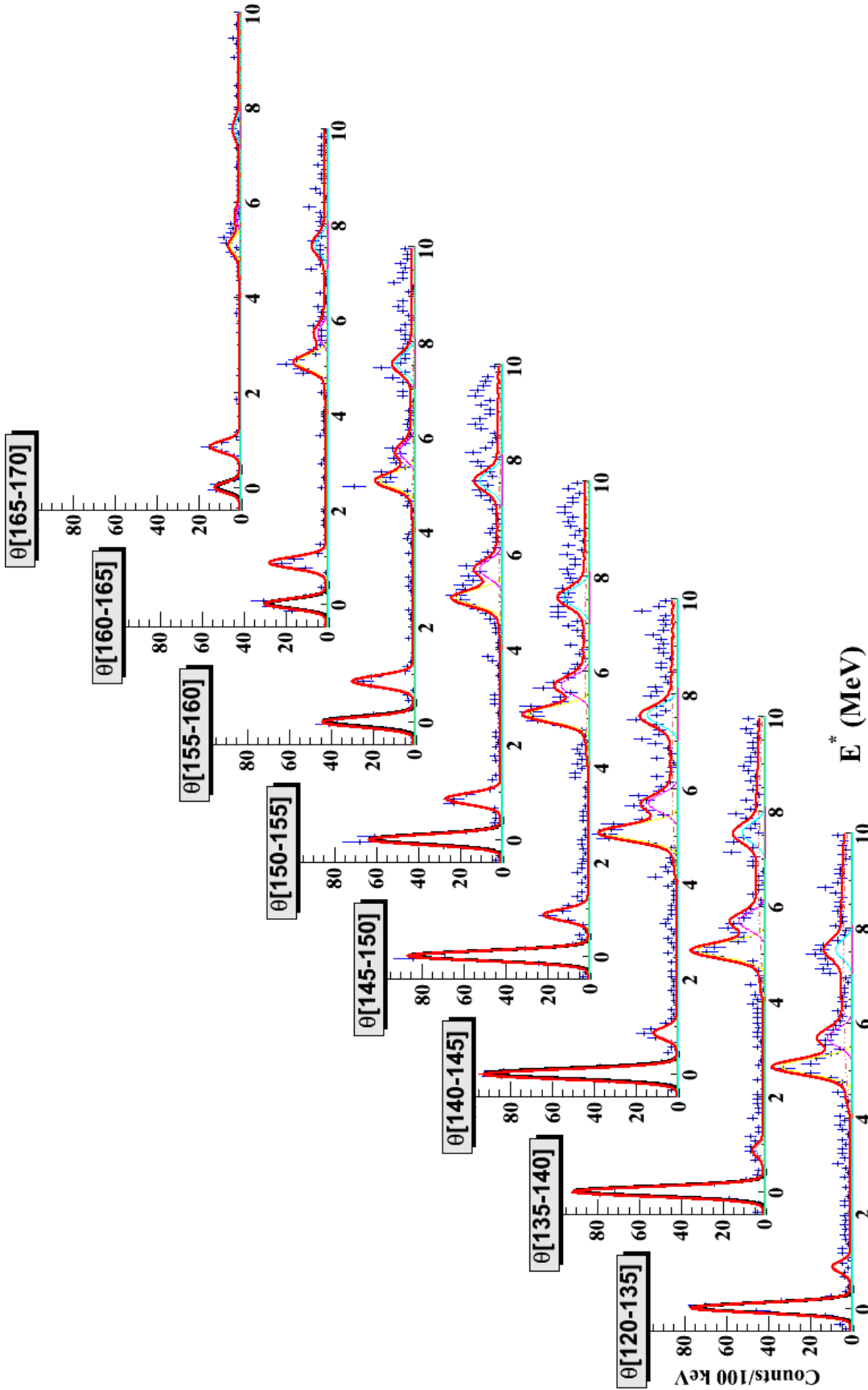
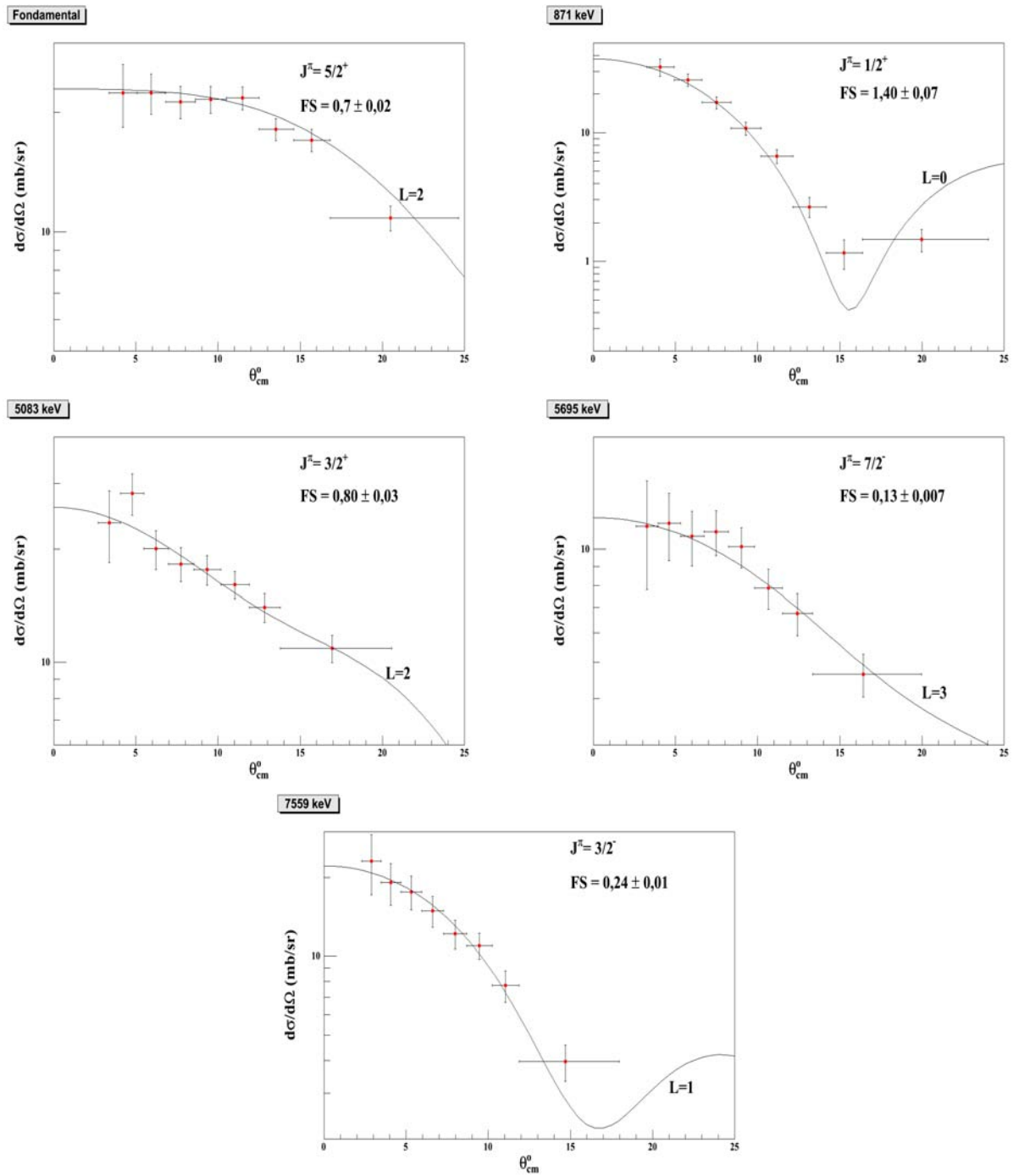


Figure 5.11 — L'analyse des spectres en énergie d'excitation pour  $^{17}\text{O}$  pour huit intervalles angulaires. L'ajustement *total* est un somme de cinq fonctions Gaussiennes (15 paramètres) avec le fond physique : fond carbone et l'espace de phase (deux paramètres). Seules les amplitudes des états de  $^{17}\text{O}$  sont ajustées pour chaque tranche angulaire, les autres paramètres (largeur, position et fonds) étaient maintenus constants.



**Figure 5.12** – La distribution angulaire de l' $^{17}\text{O}$  pour le fondamental et les 4 états excités. Le calcul DWBA présenté ici montre qu'il y a un bon accord entre les valeurs expérimentales et le calcul théorique.

Dans ce chapitre nous avons montré que la reconstruction de l'énergie d'excitation de  $^{17}\text{O}$  est en parfait accord avec les états connus pour ce noyau, et que les distributions angulaires obtenues correspondent aux distributions publiées pour ce noyau. Ceci montre que le dispositif expérimental utilisé répond parfaitement aux objectifs attendus de ce travail et que les codes d'analyse sont valides pour reconstruire les énergies d'excitation recherchées. Les résolutions obtenues ont permis de déterminer la résolution expérimentale. À partir du spectre de la figure 5.9, nous pouvons déduire une résolution en énergie de  $235 \pm 5$  keV dans le référentiel du centre de masse de  $^{17}\text{O}$  pour l'état fondamental correspondant à des protons d'énergie  $\sim 6$  MeV. Cette résolution a été prise en compte lors de l'ajustement du spectre d'énergie d'excitation d' $^9\text{He}$  qui sera interprété dans le chapitre suivant, où nous allons détailler le traitement des données obtenues par la réaction  $d(^8\text{He},p)^9\text{He}$  en appliquant les mêmes procédures d'analyse que celles utilisées pour la réaction  $d(^{16}\text{O},p)^{17}\text{O}$ .

## Interprétation des résultats

### 6.1 Étude de la réaction $d(^8He, p)^9He$

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les résultats obtenus pour le spectre d'énergie d'excitation d' $^{17}O$  sont en accord avec les publications, ce qui valide notre méthode de travail pour la suite pour étudier la réaction  $d(^8He, p)^9He$ .

Nous présentons dans ce chapitre l'analyse de l' $^9He$  : états observés et distributions angulaires correspondantes. Ce traitement est le même que pour l'étude de la réaction  $d(^{16}O, p)^{17}O$ .

La cinématique de la réaction  $d(^8He, p)^9He$  est présentée sur la figure 1.19. Les états d' $^9He$  présentés sur cette figure sont ceux du travail de Fortier *et al.* [For07] (voir tableau ??). La couverture angulaire des télescopes MM1-4 à l'arrière de la cible est de  $120^\circ$  à  $180^\circ$  dans le laboratoire. Donc pour déterminer les états de l' $^9He$  nous détectons les protons de recul à une énergie maximale autour de 3,3 MeV. Les caractéristiques du faisceau d' $^8He$  sont présentées dans le tableau 2.2.

Le noyau  $^9He$  est un noyau non lié, avec un temps de vie très court (de l'ordre de  $10^{-21}$  s). Donc ce noyau ne peut pas avoir des états liés, seuls les états de résonance peuvent être formés. Le principe d'incertitude de Heisenberg  $\tau \Gamma \geq \hbar$  implique une largeur non nulle de ces états. Dans la section 1.2.1 nous avons montré que la résonance pour les noyaux non liés est décrite par une fonction de Breit-Wigner[Bre36] :

$$f(E) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (6.1)$$

Avec  $E_R$  l'énergie de résonance et  $\Gamma$  sa largeur. La fonction  $f(E)$  représente la probabilité de former un état résonant qui est maximale lorsque  $E = E_R$ .

Après avoir formé une résonance le noyau va se désintégrer en émettant un neutron, ce dernier doit traverser la barrière du moment angulaire pour sortir du puits de potentiel. Nous pouvons expliquer cela en considérant que la pénétrabilité  $P_l$  est proportionnelle au nombre d'onde  $k$  qui est donné par  $k = \sqrt{2\mu E/\hbar}$  ce qui donne :

$$P_l \propto k \propto \sqrt{E} \quad (6.2)$$

La largeur peut être exprimée de la façon suivante :

$$\Gamma = \Gamma(E_R) \frac{P_l(E)}{P_l(E_R)} \quad (6.3)$$

$$= \Gamma(E_R) \sqrt{\frac{E}{E_R}} \quad (6.4)$$

Où  $\Gamma(E_R)$  est la largeur de la résonance. Nous utilisons ensuite la largeur exprimée dans la relation (6.4) dans l'équation de Breit-Wigner (6.1) pour avoir la probabilité de résonance :

$$f(E) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma(E_R) \sqrt{\frac{E}{E_R}}}{(E - E_R)^2 + \left(\frac{\Gamma(E_R)}{2} \sqrt{\frac{E}{E_R}}\right)^2} \quad (6.5)$$

Les effets de “straggling” dans la cible ainsi que la résolution en énergie et en position pour les différents détecteurs sont incluses dans la résolution expérimentale. Cette dernière conduit à un élargissement de la résonance physique. Pour prendre cet effet en compte, nous avons convolué une fonction Gaussienne de largeur  $\sigma_{exp}$  avec la fonction de Breit-Wigner de largeur  $\Gamma^1$ . Le paramètre  $\sigma_{exp}$  a été extrait de l'analyse de la réaction  $d(^{16}O, p)^{17}O$  (voir Annexe E).

## 6.2 Sélection des événements d'intérêt

La matrice (E, TOF) présentée sur la figure 6.1 a été obtenue avant l'application d'une série de sélections afin de nettoyer le spectre d'identification dans le but de bien déterminer les événements d'intérêt. Nous remarquons sur cette figure la présence des électrons venant de la décroissance  $\beta$  des noyaux d' $^8He$  arrêtés dans le plastique et la tâche autour de 9 MeV que nous avons identifiée comme une tâche du faisceau qui intercepte le bord de télescopes MM1 et MM3 (à l'arrière de ces deux télescopes). Nous résumons les sélections faites :

- ❶ sélection au centre de la cible pour éviter les événements venant de la réaction du faisceau sur le porte cible (figure 6.2). Cette sélection a permis aussi d'éliminer la tâche d' $^8He$  expliquée précédemment (figure 6.1),

---

1. Nous avons utilisé la fonction TMath : :Voigt du programme ROOT.

- ❷ sélection des événements d'énergie  $E < 7$  MeV détectés dans l'un des télescopes MM1-4,
- ❸ sélection des événements détectés dans le plastique et qui sont corrélés en temps.
- ❹ sélection des événements qui s'arrêtent complètement dans le premier étage Si d'un des télescopes MM1-4 (en mettant une condition sur le CsI pour éviter le "punch-through").

Le résultat des sélections est présenté au paragraphe suivant (voir figure 6.7). La figure (6.3) illustre les sélections effectuées qui sont de haut en bas :

- L'image du faisceau sur : (a) CATS1, (b) CATS2, conditionnée par les conditions ❶, ❷ et ❸,
- L'image du faisceau sur la cible : (c) avant l'application des conditions, (d) après l'application des conditions ❶, ❷ et ❸,
- L'énergie en fonction du temps de vol pour le plastique (e) avant, (f) après l'application des conditions ❶, ❷ et ❸.

Toutes les sélections appliquées servent uniquement à nettoyer la matrice d'identification et ne servent pas directement à obtenir les protons d'intérêt.

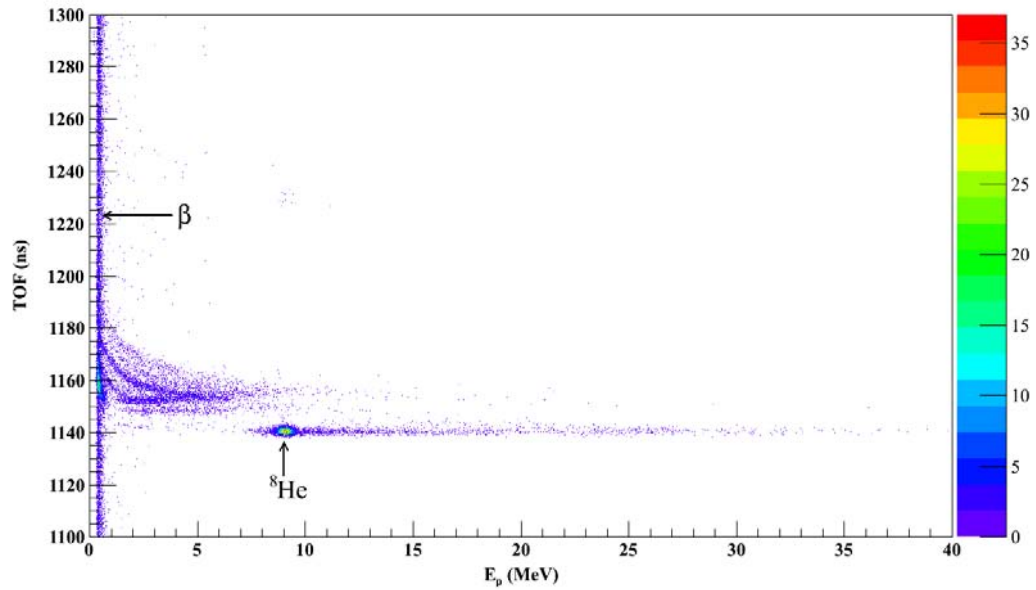


Figure 6.1 – Matrice d'identification (E-TOF) pour le télescope MM1.

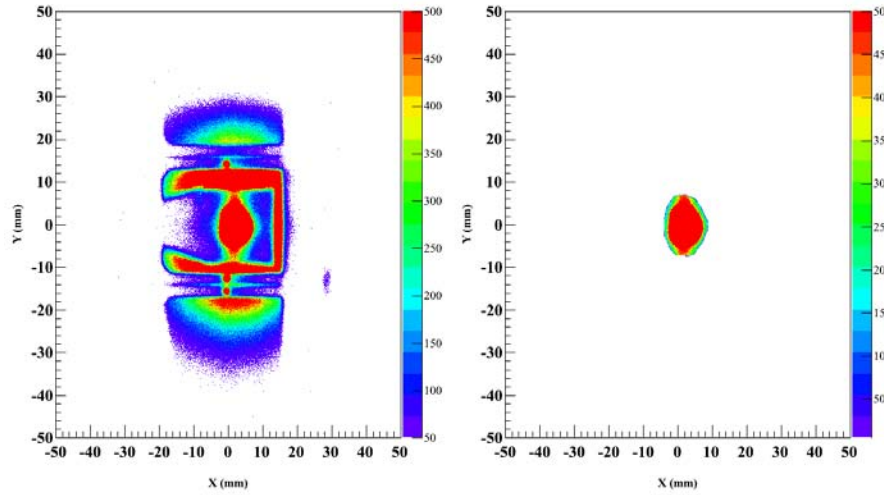


Figure 6.2 – Les événement reconstruits au niveau de la cible avant la sélection (à gauche) et après la sélection ① (à droite).

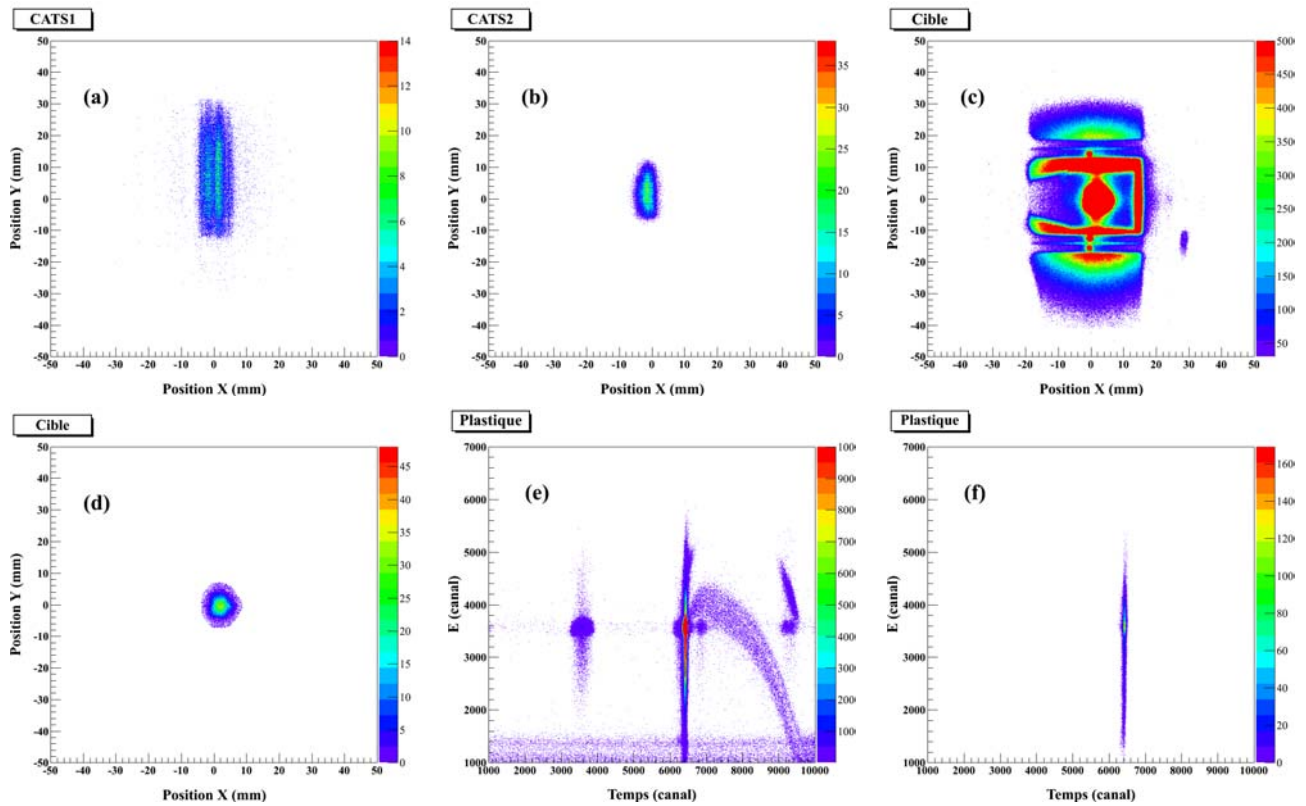
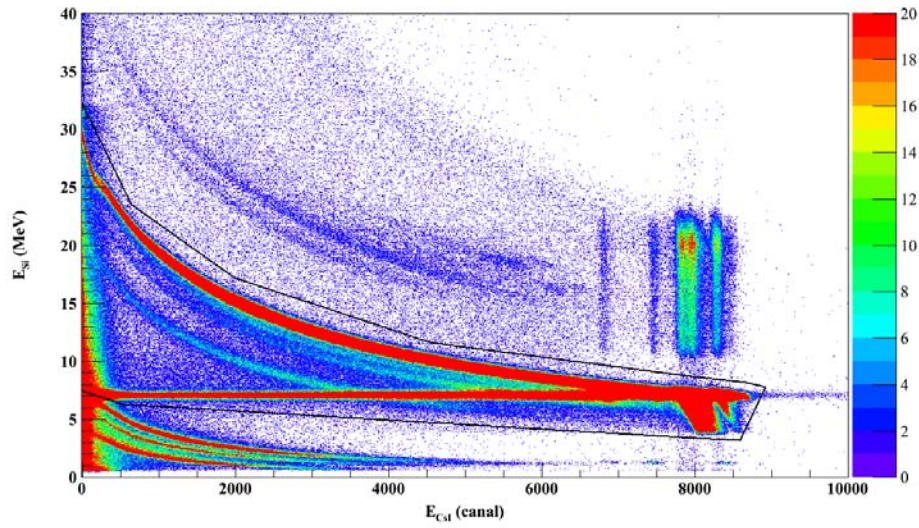


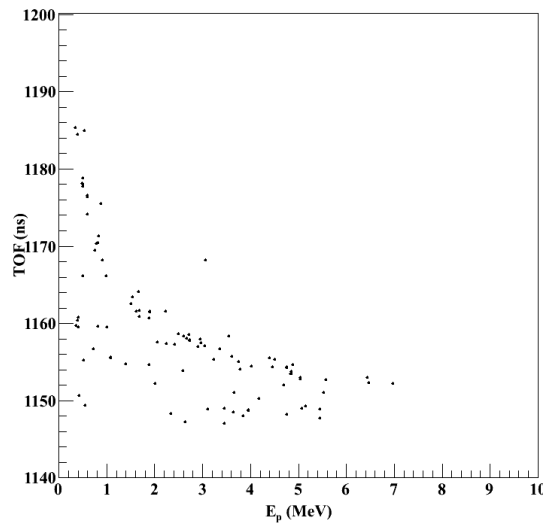
Figure 6.3 – l'ensemble des histogrammes présentent :  
 L'image du faisceau après avoir appliqué les conditions ①, ② et ③ : (a) sur CATS1, (b) sur CATS2,  
 L'image du faisceau sur la cible : (c) avant les conditions, (d) après les conditions ①, ② et ③,  
 L'énergie en fonction du temps pour le plastique : (e) avant, (f) après les conditions ①, ② et ③.



Finalement, le télescope MM5 (à  $0^\circ$ ) était destiné à identifier les noyaux issus de la désintégration du noyau d' $^9\text{He}$  afin de reproduire le spectre d'énergie d'excitation à partir des protons détectés dans les télescopes MM1-4 et qui sont en coïncidence avec ces noyaux ( $^8\text{He}$ ,  $^6\text{He}$  et  $^4\text{He}$ ). L'identification a été faite en utilisant la méthode  $(\Delta E, E)$  (figure 6.4). Nous avons observé que le nombre d'événements avec un proton dans les télescopes MM1-4 en coïncidence avec les noyaux d'hélium détectés dans MM5 est extrêmement faible (figure 6.5).

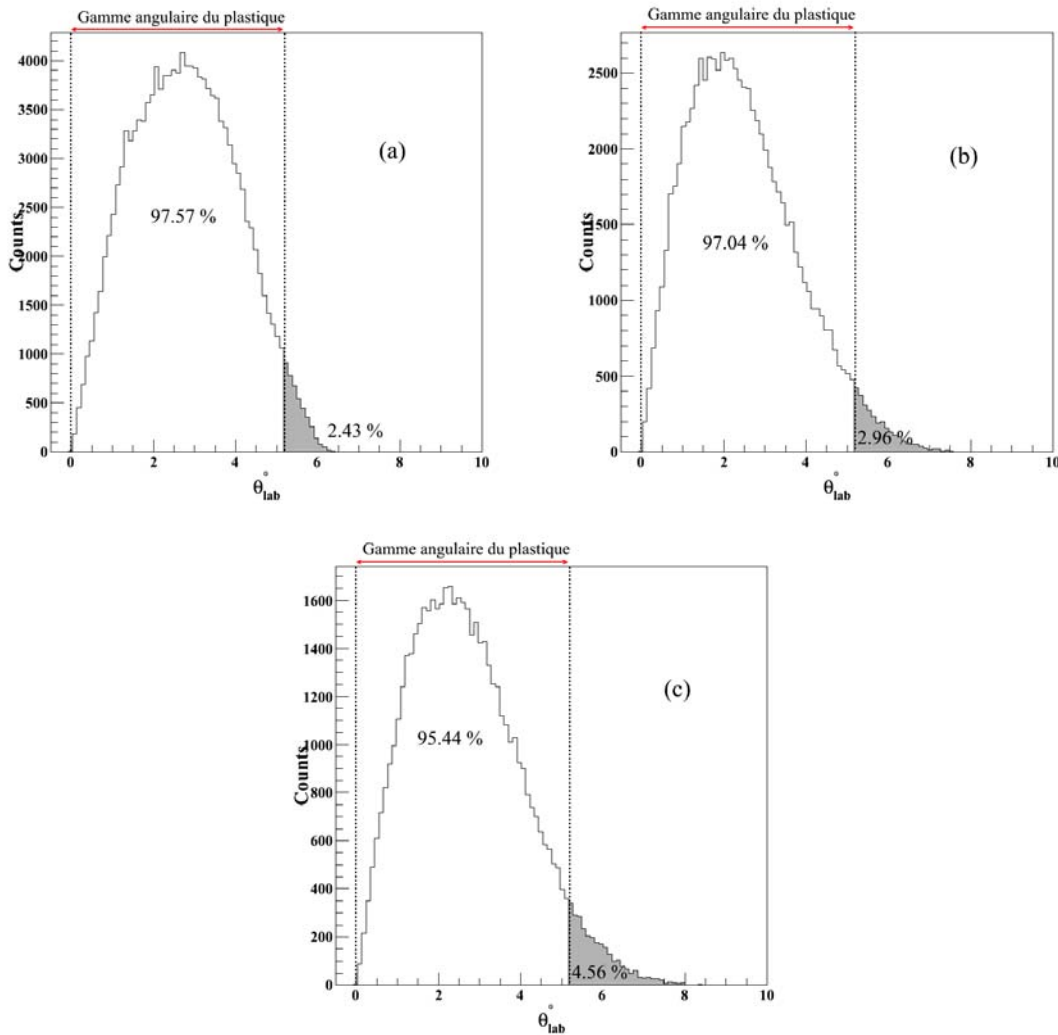


**Figure 6.4** – Sélection des particules  $^8\text{He}$ ,  $^6\text{He}$  et  $^4\text{He}$  dans le télescope MM5 à l'aide de la matrice d'identification  $\Delta E_{Si}, E_{Cst}$ .



**Figure 6.5** – L'identification du proton dans le télescope MM1X en coïncidence avec  $^8\text{He}$ ,  $^6\text{He}$  et  $^4\text{He}$  identifiés dans le télescope MM5.

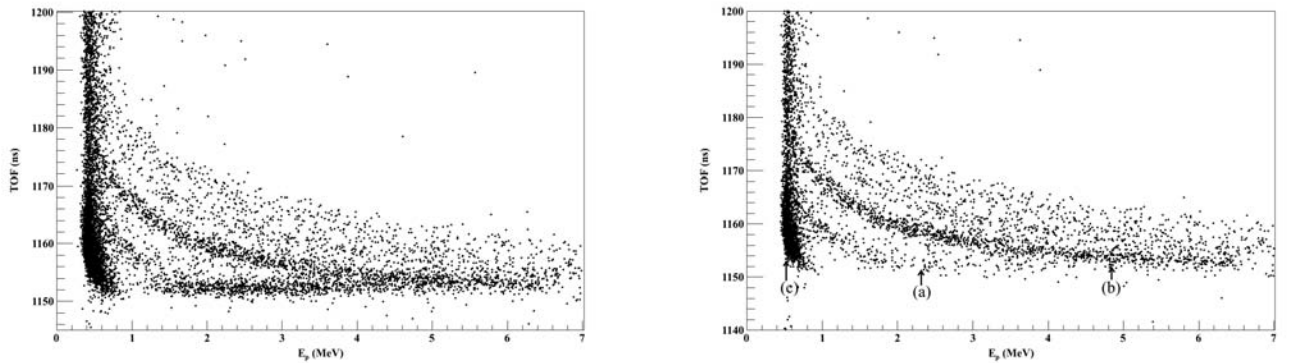
Pour expliquer cela nous avons effectué une simulation pour estimer l'angle d'émission des noyaux  ${}^{8,6,4}\text{He}$  issus de la désintégration d' ${}^9\text{He}$ , résultant de la réaction  $d({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$ , en  ${}^8\text{He} + n$ ,  ${}^6\text{He} + 3n$  et  ${}^4\text{He} + 5n$ . La figure 6.6 présente (a) l'angle d' ${}^8\text{He}$ , (b) d' ${}^6\text{He}$  et (c) d' ${}^4\text{He}$  en coïncidence avec une particule détectée dans l'un des télescopes MM1-4. À l'aide de la géométrie de l'expérience présentée sur la figure 2.3 nous constatons que le plastique de  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  de surface placé à 110 mm de la cible couvre une gamme angulaire de  $5,2^\circ$ . De fait, nous pouvons dire que 97,57 % des noyaux d' ${}^8\text{He}$ , 97,04 % des noyaux d' ${}^6\text{He}$  et 95,44% des noyaux d' ${}^4\text{He}$  issus de la désintégration d' ${}^9\text{He}$  s'arrêtent dans le plastique et ne peuvent donc pas atteindre le télescope MM5 à  $0^\circ$ , ce qui explique la faible statistique.



**Figure 6.6** – (a) L'angle du noyau d' ${}^8\text{He}$  issus de la désintégration  ${}^9\text{He} \rightarrow {}^8\text{He} + n$ . (b) L'angle du noyau d' ${}^6\text{He}$  issus de la désintégration  ${}^9\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + 3n$ . (c) L'angle du noyau d' ${}^4\text{He}$  issus de la désintégration  ${}^9\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 5n$

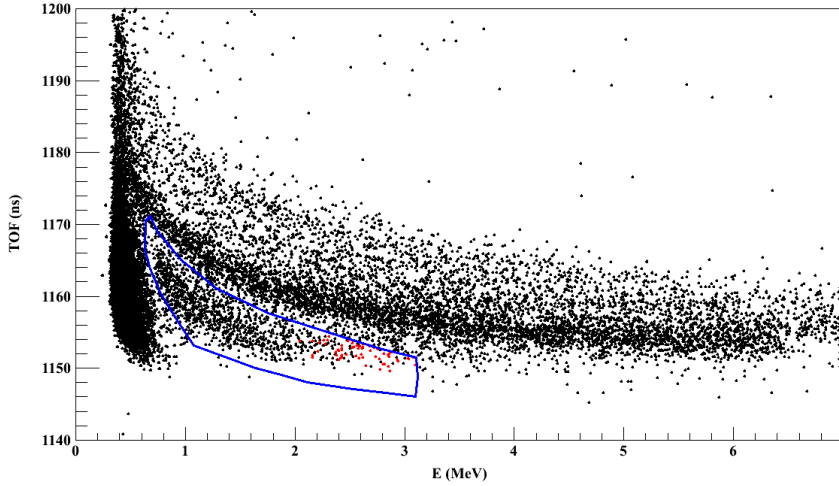
## 6.3 Identification du proton (E,TOF)

L'identification du proton a été faite à l'aide de la méthode (E,TOF). La figure 6.7 représente l'énergie des particules chargées détectées à l'arrière de la cible dans le télescope MM1. Comme nous l'avons précisé dans le chapitre précédent (cf. 5.1), les particules qui dépassent le premier étage Si vont créer un rebroussement dans la matrice (E,TOF) “punch-through” (figure 6.7 gauche). Ces particules sont rejetées dans l'analyse des données en mettant une condition sur les particules détectées dans les détecteurs CsI (figure 6.7 droite). La suite de l'analyse s'est concentrée sur les protons d'intérêt (ligne (a) sur la figure 6.7 droite). Nous remarquons sur la même figure 6.7 une deuxième ligne (b) correspondant aussi à des protons, plus intense que celle des protons d'intérêt. Cette ligne a été attribuée aux réactions dans le plastique placé devant le télescope MM5 car ce dernier se comporte comme une cible épaisse. La différence de temps de vol avec la ligne des protons d'intérêt est de 5 ns, ce qui correspond à la différence de temps de vol attendue entre les protons issus d'une réaction dans la cible et à ceux venant de la réaction sur le plastique. Nous n'avons pas rencontré ce problème pour la réaction  $d(^{16}\text{O}, p)^{17}\text{O}$  parce que le plastique était déplacé de  $30^\circ$  par rapport à l'axe de faisceau, pour cette partie de l'expérience. La ligne identifiée par (c) correspond aux électrons de la décroissance des particules d' $^8\text{He}$  du faisceau arrêtées dans le plastique.



**Figure 6.7** – Corrélation entre l'énergie des particules de recul détectées dans le télescope MM1 et le temps de vol. Des conditions sur les détecteurs CsI sont appliquées pour nettoyer le spectre des événements qui traversent le Si. Le temps de vol a été pris entre le 2<sup>ème</sup> CATS et le télescope MM1.

Enfin, les protons d'intérêt doivent être sélectionnés afin de reconstruire l'énergie d'excitation. La figure 6.8 représente la matrice d'identification E-TOF. Cette figure est une superposition de huit matrices d'identification qui présentent les quatre télescopes MM1-4 en utilisant les deux cibles (à  $546$  et  $320 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'épaisseur). Une seule coupure a été faite pour sélectionner les protons venant de la réaction  $d(^8\text{He}, p)^9\text{He}$ . Rappelons que la sélection des protons d'intérêt représentée sur la figure 6.8 contient une contamination par certains événements associés au “punch-through” et qui n'ont pas pu être complètement rejetés avec la condition sur les CsI (voir section 4.3).



**Figure 6.8** – Spectre d’identification E-TOF pour les quatre télescopes MM1-4 pour les deux cibles.

## 6.4 Étude de l’ $^9\text{He}$

Nous avons montré dans la section 4.3 que les fonds physiques qui doivent être pris en compte, correspondent à :

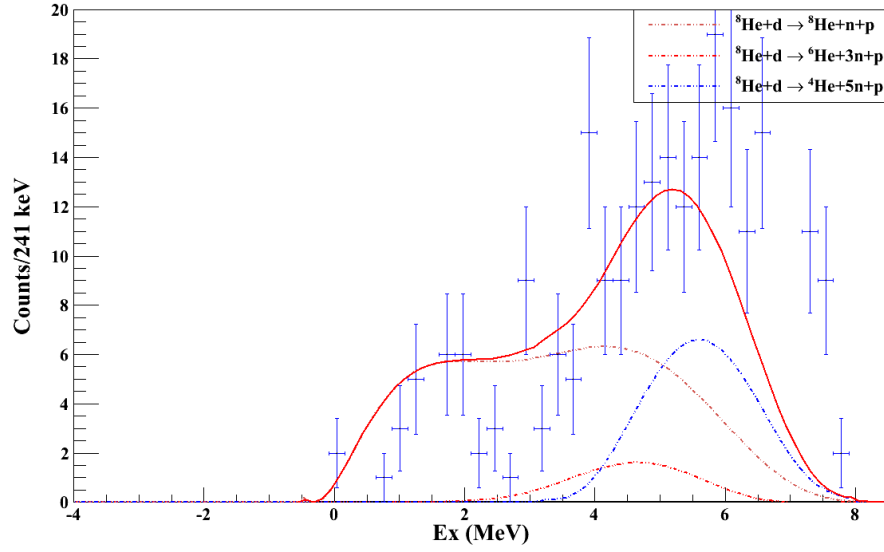
- un fond dû à la réaction du faisceau avec le carbone de la cible,
- un fond dû à la réaction du faisceau avec le plastique,
- l’espace de phase.

Nous avons montré aussi que la mesure du fond en utilisant une cible de carbone pur n’a pas été suffisante pour déterminer la forme du fond (figure 4.3). Pour cela nous avons utilisé un fond linéaire pour prendre cet effet en compte. Concernant les fonds de l’espace de phase calculé à l’aide de la classe “TGenPhaseSpace” du programme ROOT nous avons :

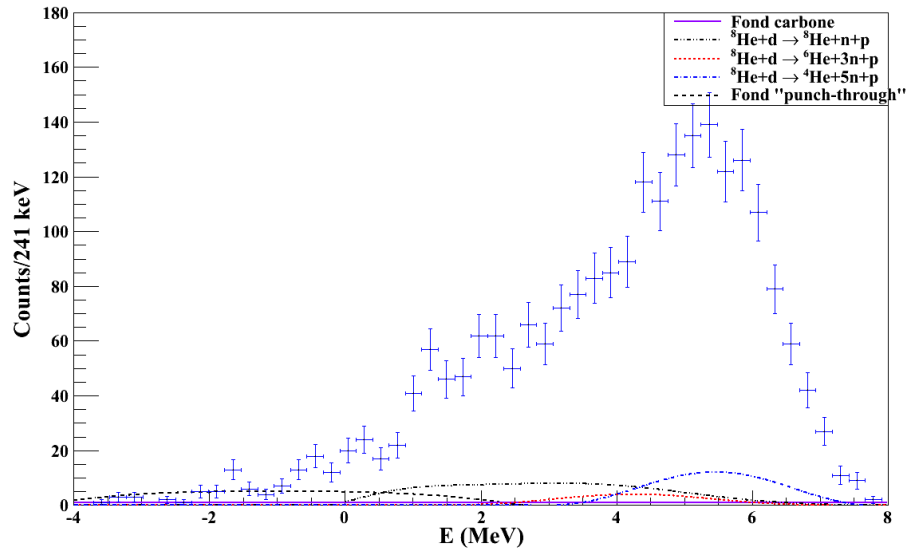
- un espace de phase dû à la cassure du deuton, soit un espace de phase à trois corps :  $^8\text{He} + d \rightarrow ^8\text{He} + n + p$ ,
- un espace de phase dû à la décroissance de l’ $^8\text{He}$  en  $^6\text{He} + 2n$ , soit un espace de phase à cinq corps :  $^8\text{He} + d \rightarrow ^6\text{He} + 3n + p$  et
- un espace de phase dû à la décroissance de l’ $^8\text{He}$  en  $^4\text{He} + 4n$ , soit un espace de phase à sept corps :  $^8\text{He} + d \rightarrow ^4\text{He} + 5n + p$ .

La figure 6.10 montre les fonds mentionnés. L’estimation des valeurs maximales des paramètres d’amplitudes de ces fonds a été faite en ajustant le spectre d’énergie d’excitation pour l’intervalle angulaire avec le minimum de statistique ( $120^\circ \leq \theta \leq 133^\circ$ ) (figure 6.9). Ce choix est fondé sur le fait que l’espace de phase est fortement présent pour cette tranche angulaire et diminue pour les angles de laboratoire les plus grands. De plus,

cette tranche angulaire a , a priori, le moins de statistique pour les états de  $1^9\text{He}$ . C'est donc dans cette tranche angulaire que la contribution relative du fond dû à l'espace de phase est maximale.



**Figure 6.9** – Fonds de l'espace de phase et du carbone ajustés de façon à donner les valeurs maximales des paramètres d'amplitudes, obtenues à partir de la tranche angulaire  $120^\circ < \theta_{lab} < 133^\circ$ .

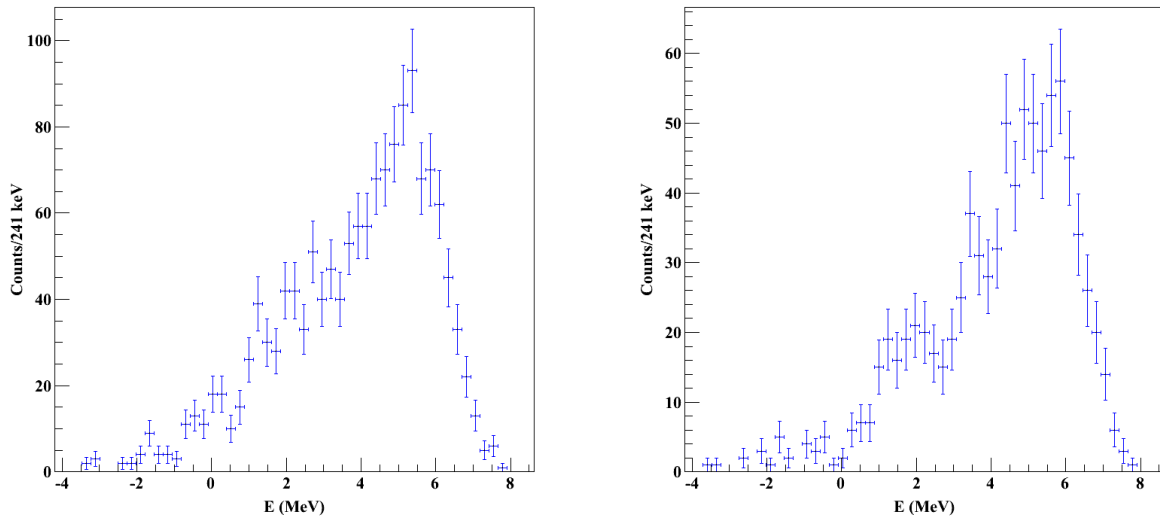


**Figure 6.10** – Fonds physiques pris en compte lors de l'ajustement des données. Ces fonds correspondent à un fond carbone, à un fond issu de la réaction avec le plastique et à trois fonds de type "espace de phase".

### 6.4.1 États d' $^9\text{He}$

Après avoir déterminé les formes des fonds physiques, nous passons à l'étape suivante qui consiste à déterminer la résolution expérimentale  $\sigma_{exp}$ . L'état fondamental de l' $^{17}\text{O}$  est un état lié (au dessous du seuil  $^{16}\text{O} + n$ ). La largeur mesurée expérimentalement de cet état nous a permis d'estimer cette résolution. Nous avons trouvé dans le chapitre précédent que la valeur de  $\sigma$  pour l'état fondamental est  $\sigma \simeq 100$  keV, ce qui correspond à  $FWHM \simeq 235$  keV. Nous cherchons ensuite les états résonants de l' $^9\text{He}$  en utilisant la fonction convoluée (Breit-Wigner + Gaussienne) pour ajuster les données. Le spectre d'énergie d'excitation est la somme de deux spectres correspondant à deux cibles<sup>1</sup> (d'épaisseurs de 320 et de 546  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), tous deux présentés sur la figure 6.11 (respectivement à gauche et à droite).

Les simulations ont montré que la différence de résolution entre les deux cibles peut être négligée (voir Annexe E).



**Figure 6.11** – Spectre d'énergie d'excitation d' $^9\text{He}$  pour la cible de 320  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'épaisseur à gauche et pour la cible de 546  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'épaisseur à droite.

Avant de passer à l'analyse du spectre d'énergie d'excitation et afin de clarifier la nature de la procédure suivie pour l'ajustement de ce spectre, nous détaillons quelques-uns des points pris en considération dans ce travail :

**Remarque 1 :** Nous avons utilisé la méthode “maximum Likelihood” pour la minimisation de l'ajustement total des données. Cette méthode donne de meilleurs résultats dans le cas où la statistique est faible.

1. Lors de l'expérience E473s, nous nous avons consacré un tiers du temps de faisceau pour la cible de 546  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  et deux tiers pour la cible de 320  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ .

**Remarque 2 :** Du fait de la contamination due aux particules  $\beta$  dans la région des énergies  $\sim 500$  keV conduisant à des énergies d'excitation de  $\sim 6$  MeV dans le spectre d'énergie d'excitation d' ${}^9\text{He}$  (voir section 6.2) nous considérons les résultats du dernier pic comme non physique.

**Remarque 3 :** Pendant la suite de l'interprétation de données, la valeur  $\chi^2/ndf$  est montrée mais on doit être vigilant en prenant cet indicateur comme référence pour comparer entre les spectres d'énergie d'excitation de chaque hypothèse pour deux raisons :

- Compte tenu de la faible statistique obtenue et du grand nombre de paramètres libres à ajuster, cela conduit à des valeurs de  $ndf^1$  plus grandes lorsqu'on prend moins de pics à ajuster et en conséquence des valeurs de  $\chi^2/ndf$  "artificiellement" plus petites. Donc, les valeurs  $\chi^2/ndf$  ne sont pas significatives dans certains cas,
- la contamination due aux particules  $\beta$  dans la région à haute énergie d'excitation expliquée dans le remarque 2, rend difficile l'ajustement dans cette région.

**Remarque 4 :** Les tranches angulaires ont été choisies pour avoir les mêmes intervalles angulaires ( $\Delta\theta_{lab} \simeq 12^\circ$  pour chaque tranche).

**Remarque 5 :** L'ajustement total du spectre d'énergie d'excitation est la somme de l'ensemble des fonctions suivantes :

- pour chaque état, les fonctions convoluées d'une fonction de Breit-Wigner et d'une fonction Gaussienne (quatre paramètres pour chaque fonction qui représentent l'amplitude, l'énergie, le  $\sigma$  de la fonction Gaussienne (qui correspond à la résolution expérimentale) et la largeur  $\Gamma$ ),
- trois fonctions qui représentent l'espace de phase (trois paramètres de normalisation),
- une fonction linéaire qui représente le fond carbone (deux paramètres) et
- une fonction polynomiale ajustée aux données, qui représente le fond des énergies négatives venant du "punch-through" des particules issues de la réaction sur le plastique (voir section 4.3).

---

1.  $ndf$  (nombre de degrés de liberté) = Nombres d'événements à ajuster - les paramètres libres de l'ajustement.

**Remarque 6 :** Le nombre total des événements présents dans le spectre d'énergie d'excitation est  $\sim 2200$  événements correspondant à une section efficace de  $\sim 50$  mb/sr (pour l'énergie du faisceau utilisé dans ce travail, à 15,4 MeV/nucléon). La statistique obtenue dans ce travail est plus élevée que d'autres travaux, comme par exemple le travail de Golovkov *et al.* [Gol07] à 25 MeV/nucléon avec  $\sim 900$  événements dans le spectre d'énergie d'excitation et environ 170 événements dans le spectre d'excitation obtenu par Fortier *et al.* [For07] en utilisant un faisceau d' $^8\text{He}$  à 15,4 MeV/nucléon.

**Remarque 7 :** les distributions angulaires sont calculées dans le cadre du calcul DWBA en prenant en compte : un état  $l = 0$  qui correspond à  $J^\pi = 1/2^+$ , deux états  $l = 1$  qui correspondent à  $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-$  et deux états  $l = 2$  qui correspondent à  $J^\pi = 3/2^+, 5/2^+$ . Après avoir décidé la nature de chaque état nous effectuons un calcul CRC en utilisant les facteurs spectroscopiques extraits du calcul DWBA.

Nous avons considéré quatre hypothèses pour l'analyse du spectre d' $^9\text{He}$  :

#### Hypothèse [1] :

Comme discuté dans le premier chapitre, Golovkov *et al.* [Gol07] ont montré la présence de deux états excités pour l' $^9\text{He}$  à 2 et 4,2 MeV avec des largeurs de  $\Gamma = 2$  MeV pour le premier état et de  $\Gamma > 0,5$  MeV pour le deuxième. Les paramètres obtenus par Golovkov sont utilisés afin d'ajuster nos données. L'énergie de résonance du premier état excité a été ajustée à une énergie  $E_r = 2(2)$  MeV avec une largeur ( $\Gamma = 2$  MeV). Le paramètre correspondant à l'énergie du deuxième état excité a été laissé libre mais  $> 4,2$  MeV ainsi que le paramètre correspondant à sa largeur qui a été laissé libre à partir de  $\Gamma > 0,5$  MeV. Les résultats obtenus sont montrés dans le tableau 6.1.

Les paramètres obtenus à partir du spectre total en énergie d'excitation (figure 6.12) sont utilisés ensuite pour l'ajustement des quatre tranches angulaires correspondant à  $\Delta\theta_{lab} \simeq 12^\circ$ . Seuls les paramètres d'amplitudes sont laissés libres. La figure 6.13 montre l'ajustement de chaque tranche angulaire.

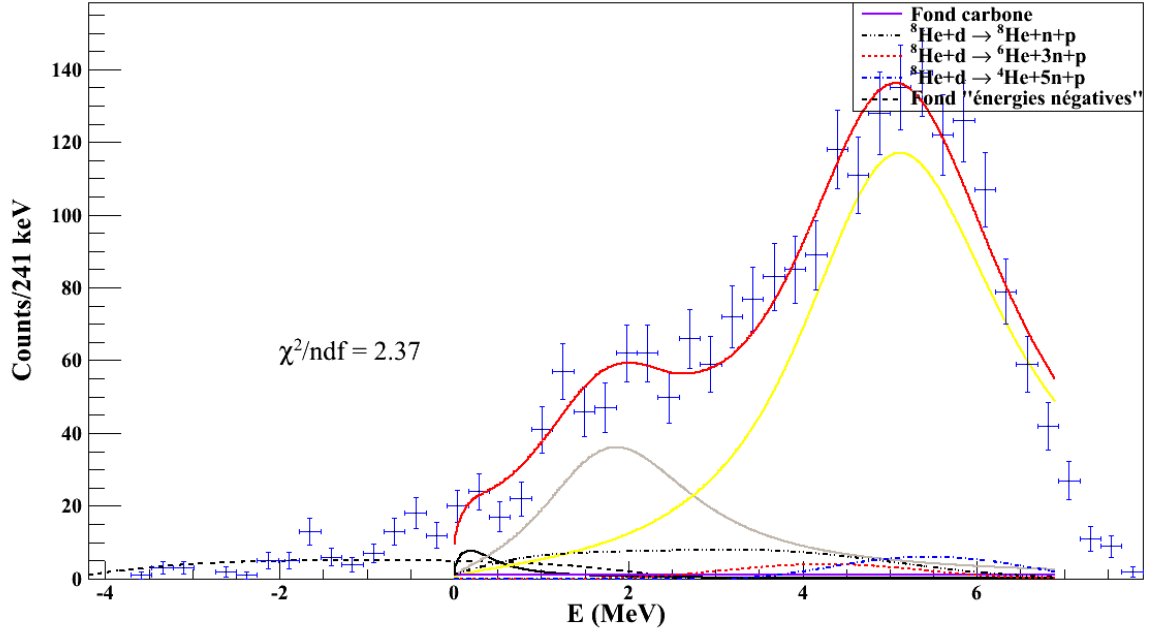
Nous utilisons ensuite les intégrales de chaque ajustement pour chaque spectre (qui correspondent au nombre de particules détectées) pour calculer la section efficace différentielle exprimée dans la relation (4.16). Les distributions angulaires pour chaque état sont présentées sur la figure 6.14. Sur cette même figure, en comparant les valeurs mesurées des distributions angulaires avec les calculs DWBA nous pouvons constater que l'état identifié comme le fondamental peut être de type  $l = 0$  ou  $l = 1$ , de même pour l'état à  $\sim 2$  MeV, alors que le deuxième état excité est de type  $l = 1$  (état  $1/2^-$  ou  $3/2^-$ ).

Dans cette hypothèse [1] nous avons pu identifier l'état à basse énergie d'excitation comme l'état fondamental. Via les calculs CRC, cet état semble plus compatible avec un

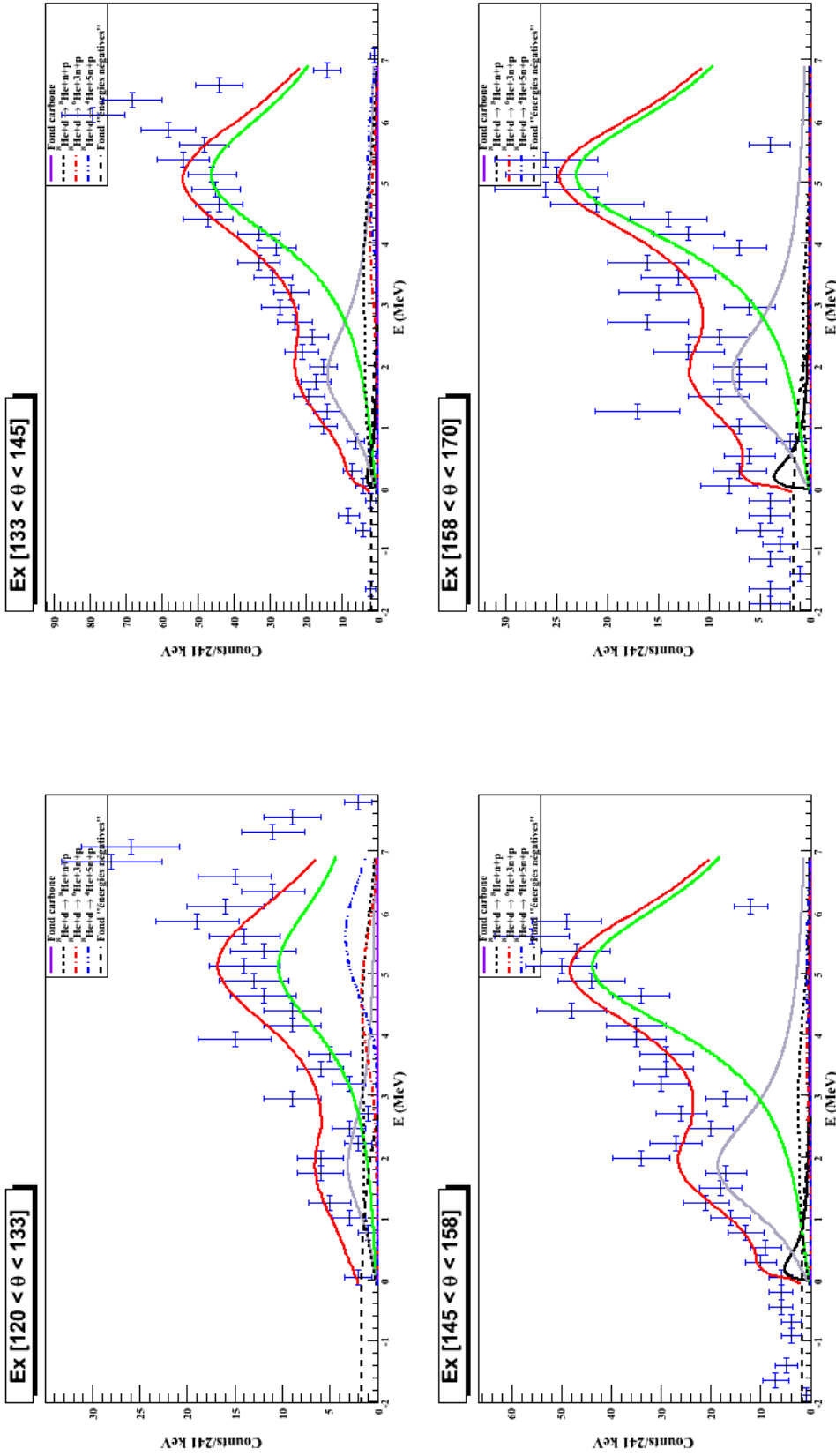


état  $l = 0$  à une énergie de  $E_r = 0,3(0,03)$  MeV d'une largeur de  $\Gamma = 0,7(0,04)$  MeV, ce qui correspond, selon la relation 1.9, à une largeur de diffusion  $a_s = -8,8$  fm. Le premier état excité est déduit comme un état  $l = 1$  à une énergie  $E_r = 2(1,28)$  MeV d'une largeur de  $\Gamma = 2(2)$  MeV, en accord avec le premier état de Golovkov qui est supposé être un état  $1/2^-$ . Le deuxième état excité correspond aussi à un état  $l = 1$  avec  $E_r = 5,21(0,06)$  MeV et une largeur  $\Gamma = 2,65(0,24)$  MeV ce qui est en désaccord avec le deuxième état de Golovkov qui est supposé être un état  $5/2^+$  (voir tableau 6.1).

Il faut toutefois noter que chacune de ces assignations de spin n'exclut pas totalement les autres possibilités, compte tenue de la taille des barres d'erreur sur les distributions angulaires. Par exemple, si l'état identifié comme le fondamental est plus proche de  $l = 0$  (surtout pour le calcul CRC), on ne peut pas totalement exclure le cas  $l = 1$ .



**Figure 6.12** – Spectre en énergie d'excitation de  $l^9He$ . Les paramètres de Golovkov *et al.* [Gol07] ont été adoptés pour l'ajustement du fondamental et de deux états excités.



**Figure 6.13** – Spectre en énergie d'excitation  $d^{19}\text{He}$  dans les quatre tranches angulaires en considérant deux états excités et en utilisant les paramètres de Golovkov *et al.* [Gol07].

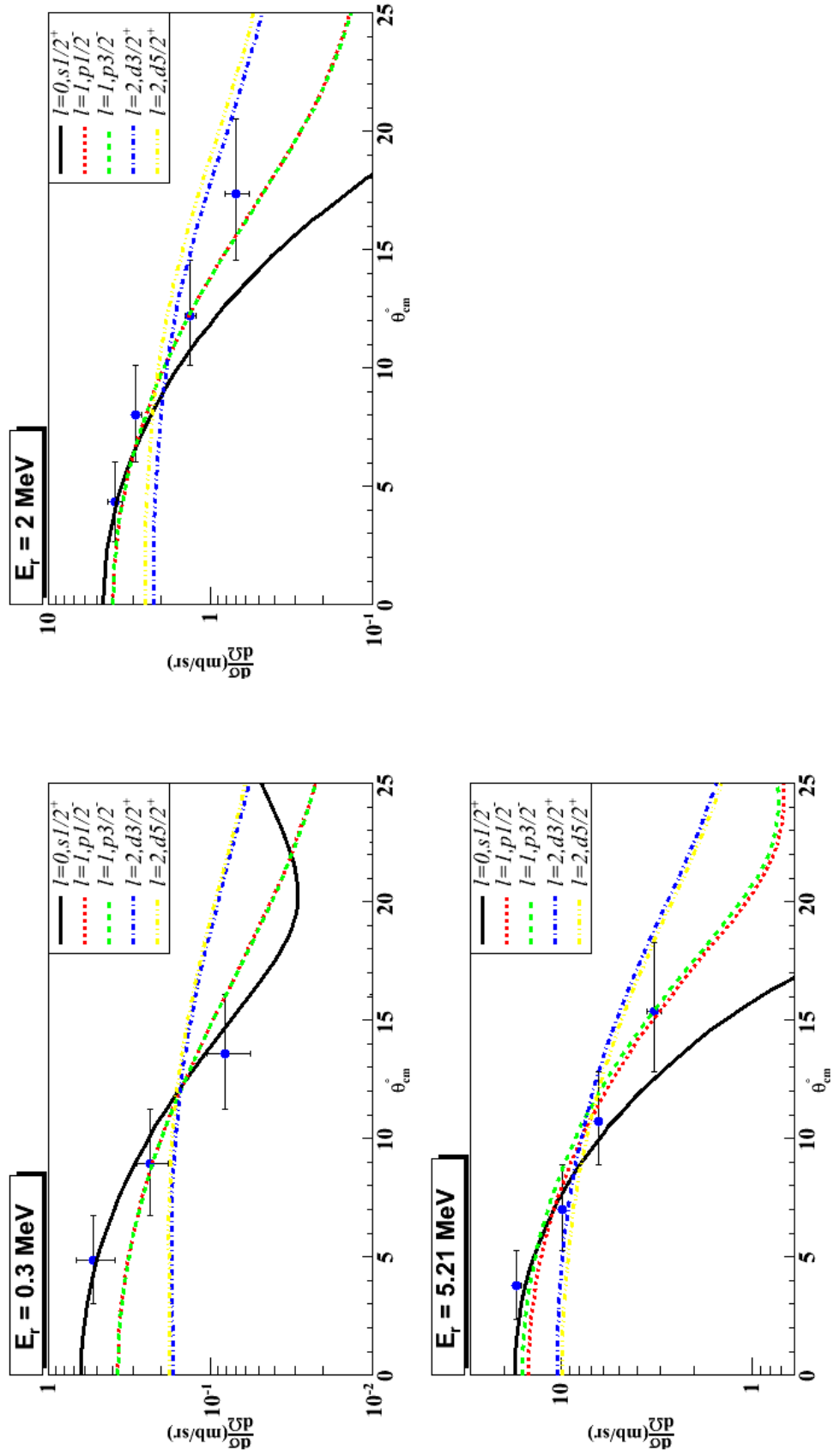


Figure 6.14 – Distributions angulaires du proton de recul pour l'état fondamental et pour les deux états excités selon l'hypothèse[1] en utilisant le calcul DWBA.

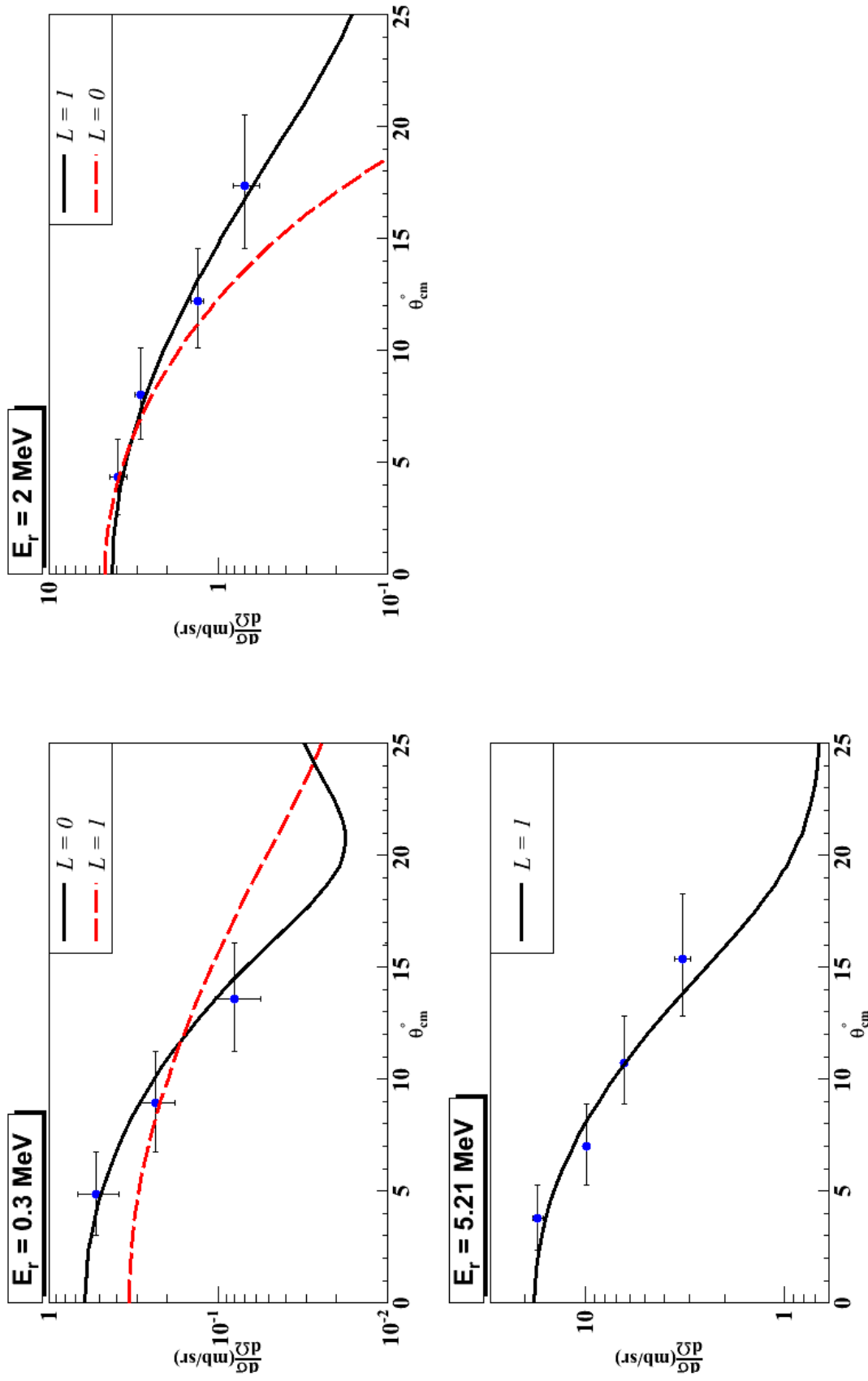


Figure 6.15 – Distributions angulaires du proton de recul pour l'état fondamental et pour les deux états excités selon l'hypothèse[1] en utilisant le calcul CRC.

Ce travail : hypothèse [1]			Golovkov <i>et al.</i> [Gol07]		
$J^\pi$	E (MeV)	$\Gamma$ (MeV)	FS	$J^\pi$	E (MeV) $\Gamma$ (MeV)
$1/2^+ / (1/2^-, 3/2^-)$	$0,3 \pm 0,03^a$	$0,7 \pm 0,04$	$0,08 / 0,01$	$1/2^+$	$a_s > -20$ fm
$1/2^+ / (1/2^-, 3/2^-)$	$2 \pm 1,28^b$	$2 \pm 2^b$	$0,77 / 0,18$	$1/2^-$	$2(2)$ 2
$(1/2^-, 3/2^-)$	$5,21 \pm 0,06^c$	$2,65 \pm 0,24^d$	0,85	$5/2^+$	$\geq 4,2$ $> 0,5$

<sup>a.</sup> Cet état correspond à une largeur de diffusion  $a_s = -8,8$  fm (relation 1.9).

<sup>b.</sup> paramètres fixes selon Golovkov.

<sup>c.</sup> paramètre libre ( $\geq 4,2$ ).

<sup>d.</sup> paramètre libre ( $> 0,5$ ).

**Table 6.1** – Hypothèse [1] : les paramètres d'ajustement fondés sur le paramètres de Golovkov *et al.* [Gol07].

### Hypothèse [2] :

Nous remarquons sur le spectre d'énergie d'excitation la présence d'un pic autour d'une énergie de résonance de  $E_r \sim 1,2$  MeV, ce pic a été trouvé par les plupart des études expérimentales [Set87, Boh88, Oer95, Rog03, For07, Alf07, Joh10]. Cela nous a amené à refaire l'ajustement en prenant en compte ce pic. La figure 6.16 montre l'ajustement du spectre pour trois états excités. Avec la même démarche utilisée pour la première hypothèse, nous avons utilisé les paramètres extraits de l'ajustement total pour ajuster les spectres des tranches angulaires et ensuite nous avons utilisé la valeur de l'intégrale de chaque ajustement pour chaque pic afin de produire les distributions angulaires. Enfin, nous comparons ces distributions avec les calculs DWBA (figure 6.18) et CRC (figure 6.19).

Les résultats sont listés dans le tableau 6.4 et montrent que l'état identifié comme le fondamental est un état de type  $l = 0$  ou 1 d'énergie  $E_r = 0,2(0,027)$  MeV d'une largeur  $\Gamma = 0,2(0,49)$  MeV, ce qui correspond à une largeur de diffusion  $a_s = -10,8$  fm. Les trois états excités sont respectivement :

- ❶ un état  $l = 0, 1$  à  $E_r = 1,22(0,054)$  MeV avec  $\Gamma = 0,1(0,93)$  MeV,
- ❷ un état  $l = 1$  à  $E_r = 2,82(0,18)$  MeV avec  $\Gamma = 2,7(1,72)$  MeV,
- ❸ un état  $l = 1$  à  $E_r = 5,32(0,06)$  MeV avec  $\Gamma = 2,06(0,23)$  MeV.

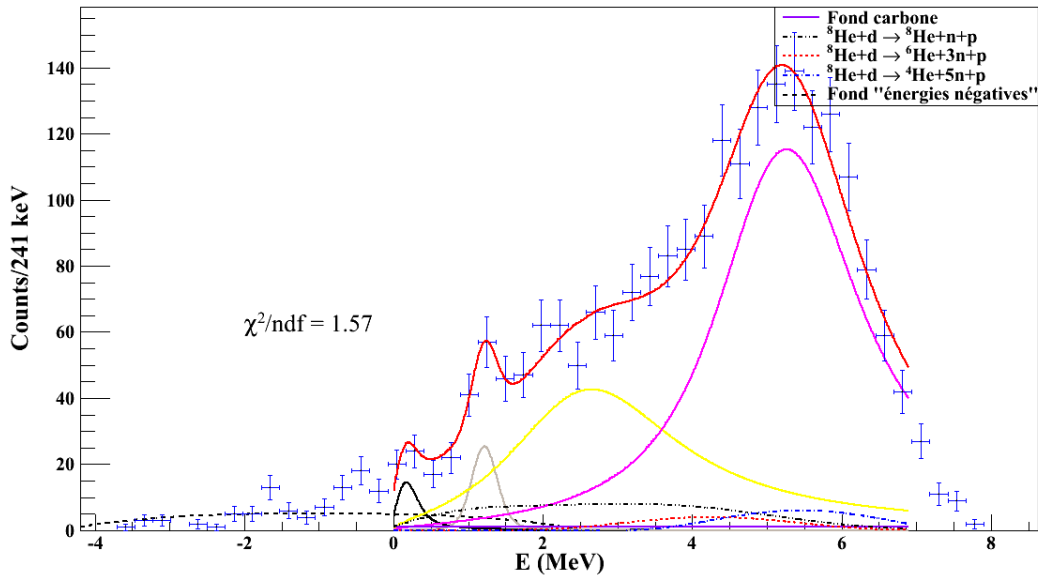


Figure 6.16 – Spectre en énergie d'excitation de l' $^9\text{He}$  en considérant trois états excités.

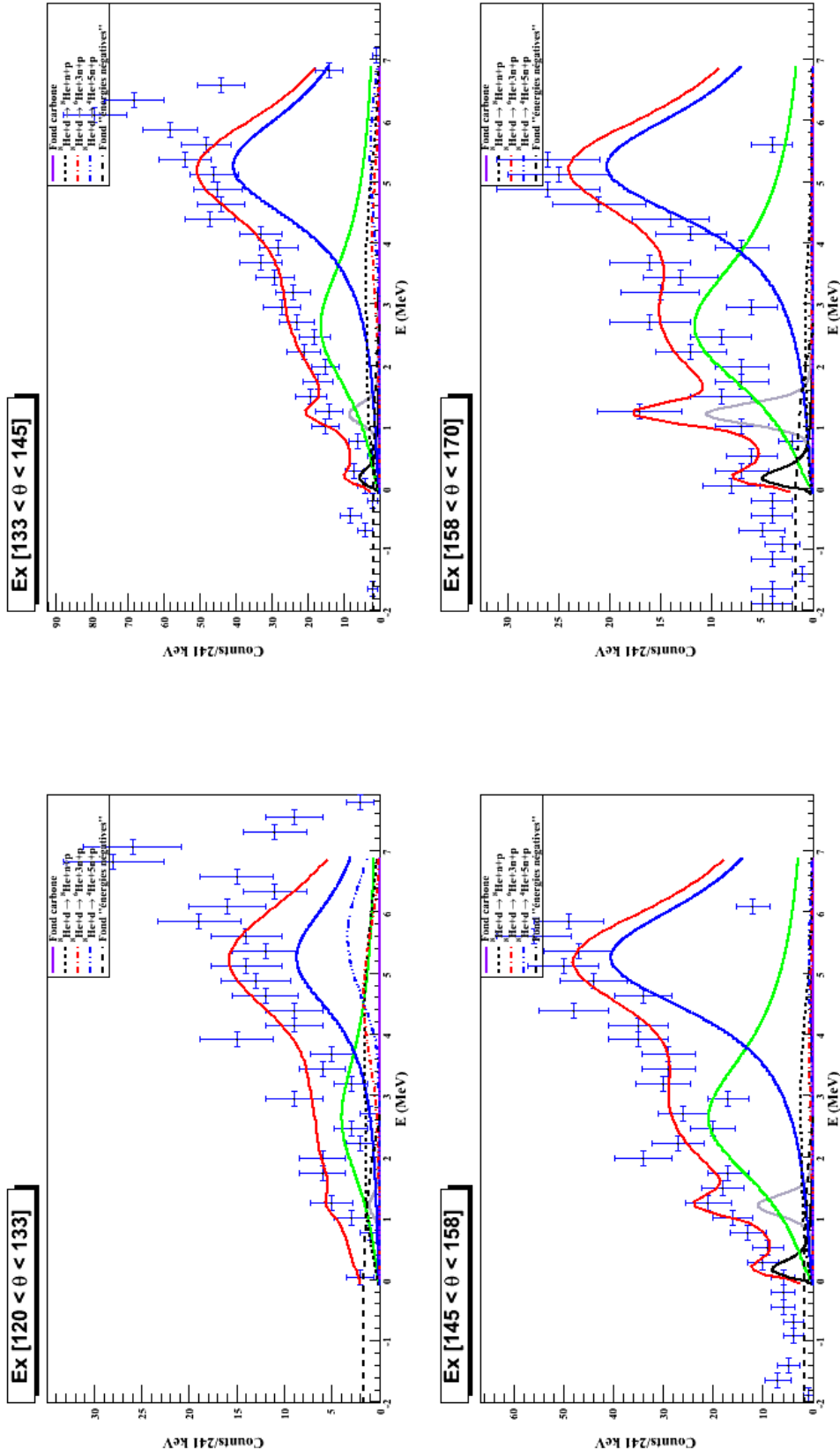


Figure 6.17 – Spectre en énergie d'excitation  $d^9He$  dans les quatre tranches angulaires en considérant trois états excités.

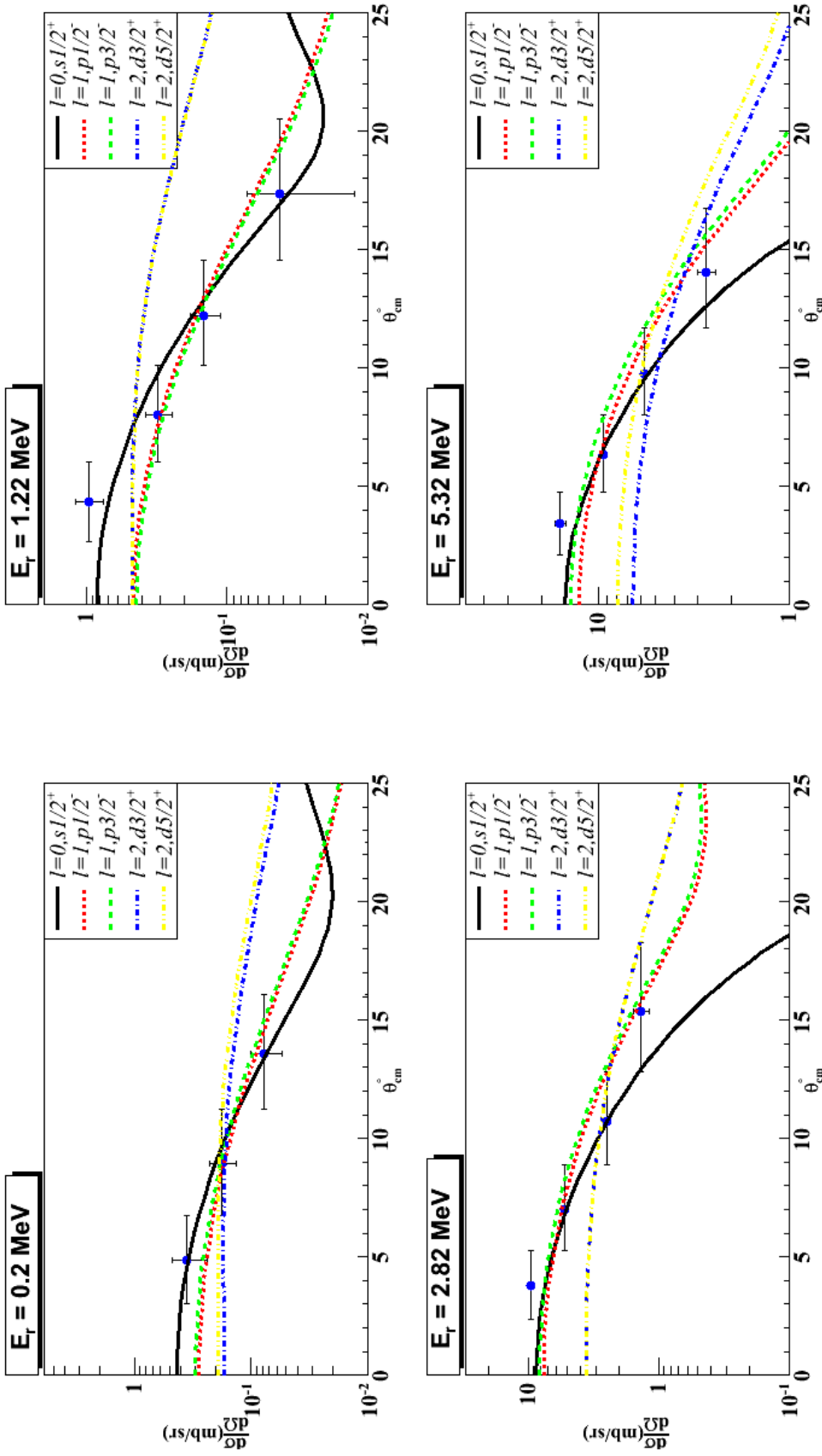


Figure 6.18 – Les distributions angulaires du proton de recul pour le fondamental et trois états excités selon l'hypothèse[2] en utilisant le calcul DWBA.



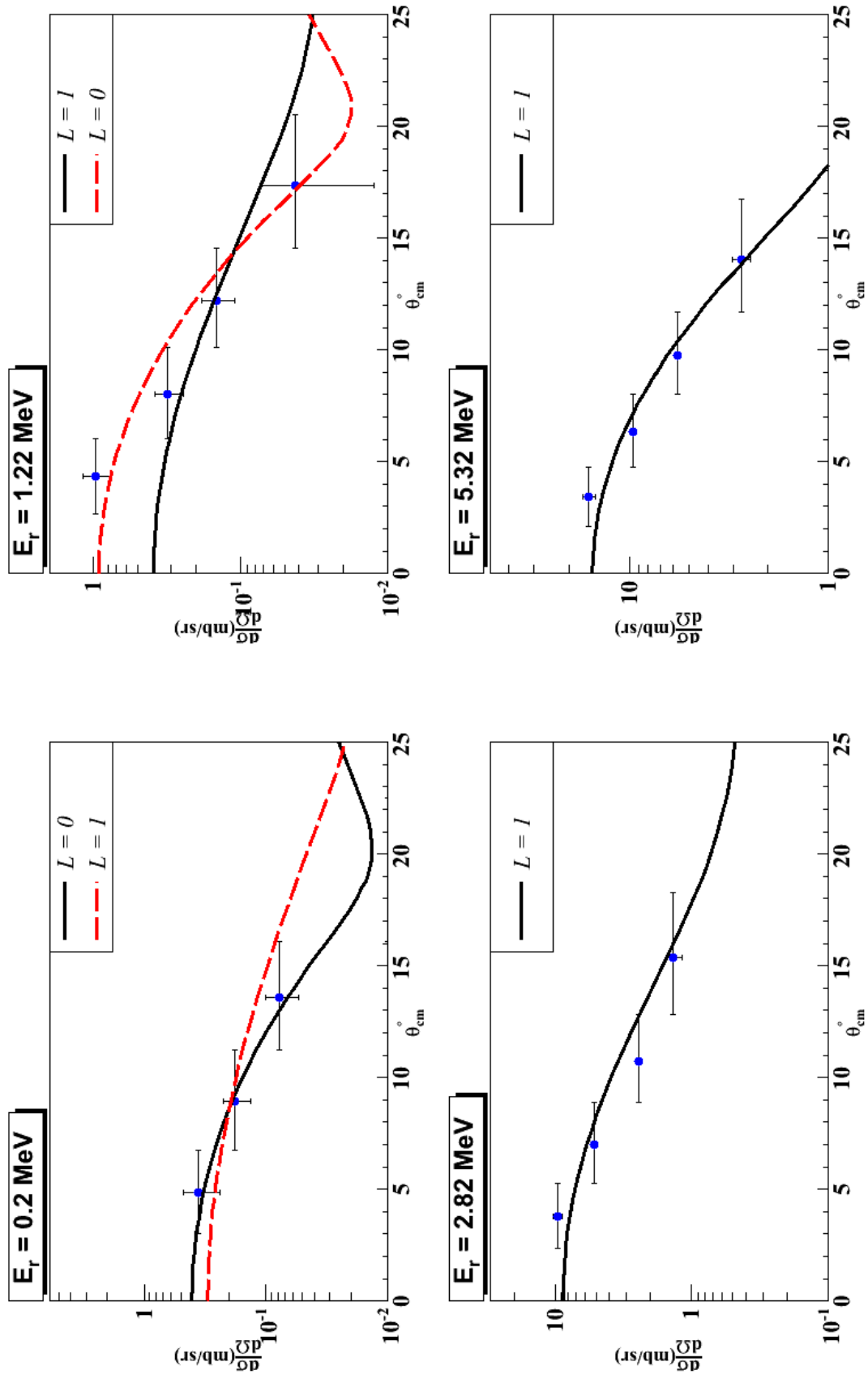


Figure 6.19 – Distributions angulaires du proton de recul pour l'état fondamental et pour les trois états excités selon l'hypothèse[2] en utilisant le calcul CRC.

$J^\pi$	Hypothèse [2]		
	E (MeV)	$\Gamma$ (MeV)	FS
$1/2^+ / (1/2^-, 3/2^-)$	$0,2 \pm 0,027^a$	$0,2 \pm 0,49$	$0,08 / 0,01$
$1/2^+ / (1/2^-, 3/2^-)$	$1,22 \pm 0,05$	$0,1 \pm 0,93$	$0,18 / 0,03$
$(1/2^-, 3/2^-)$	$2,82 \pm 0,18$	$2,7 \pm 1,72$	$0,25$
$(1/2^-, 3/2^-)$	$5,32 \pm 0,06$	$2,06 \pm 0,23$	$0,36$

<sup>a</sup>. Cet état correspond à une largeur de diffusion  $a_s = -10,8$  fm (relation 1.9).

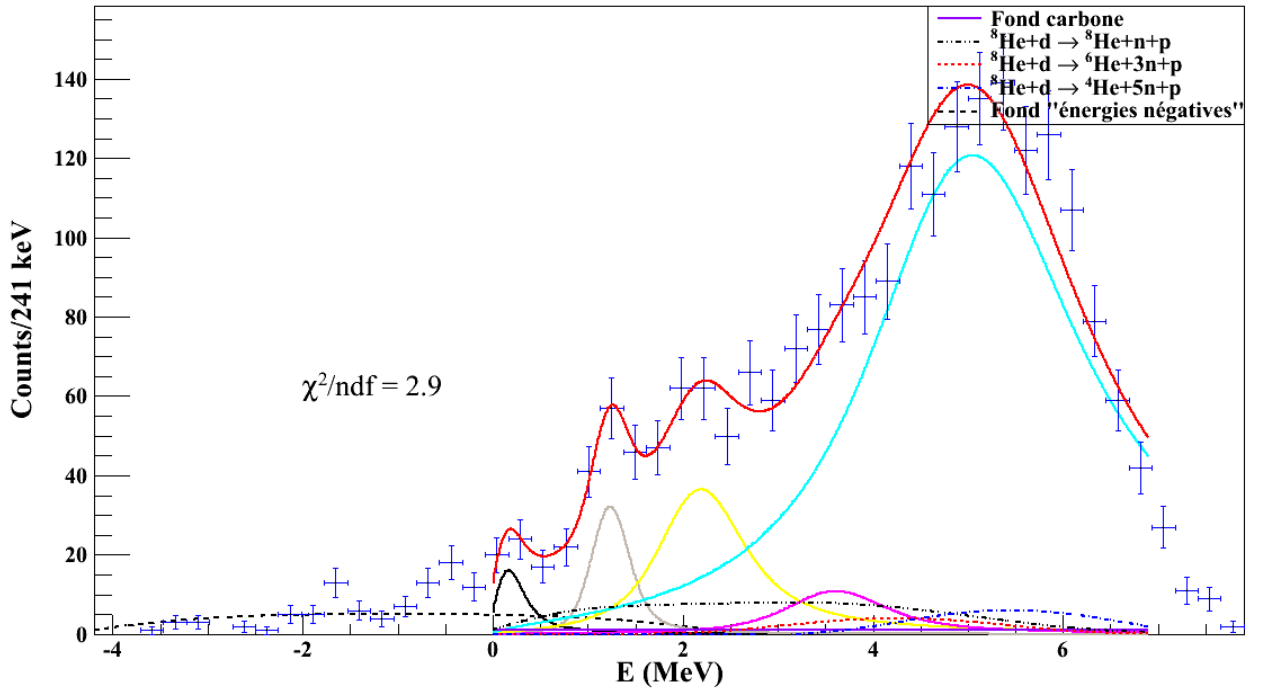
**Table 6.2** – Hypothèse [2] : résultats de l'ajustement du spectre d'énergie d'excitation présenté sur la figure 6.16.

Hypothèse [3] :

Les résultats obtenus par Fortier *et al.* [For07] montrent que le spectre d'énergie d'excitation contient quatre états excités. Pour vérifier ces résultats nous avons ajusté nous données en variant les paramètres d'énergie d'excitation et la largeur des états dans l'intervalle donné [For07]. La figure 6.20 montre le résultat de l'ajustement. Le premier état identifié comme le fondamental est un état  $l = 0$  ou  $l = 1$  à  $E_r = 0,2(0,04)$  MeV et  $\Gamma = 0,24(0,24)$  MeV, ce qui correspond à une largeur de diffusion  $a_s = -10,8$  fm. Les quatre états excités sont respectivement :

- ❶ un état  $l = 0, 1$  à  $E_r = 1,24(0,1)$  MeV et  $\Gamma = 0,21(0,16)$  MeV,
- ❷ un état  $l = 2$  à  $E_r = 2,22(0,11)$  MeV et  $\Gamma = 0,9(0,3)$  MeV,
- ❸ un état  $l = 1$  à  $E_r = 3,63(0,07)$  MeV et  $\Gamma = 1(0,86)$  MeV,
- ❹ un état  $l = 1$  à  $E_r = 5,13(0,003)$  MeV et  $\Gamma = 2,5(1,4)$  MeV.

Les moments angulaires obtenus par nos analyses correspondent aux moments angulaires obtenus par Fortier *et al.* [For07] à l'exception du dernier état qui est de type  $l = 1$  dans notre cas et de type  $l = 2$  trouvé par Fortier. En considérant que cet état est contaminé par des électrons venant de la désintégration d' $^8He$  dans le plastique, nous pouvons expliquer la différence en valeur du moment angulaire mesuré.



**Figure 6.20** – Spectre en énergie d'excitation de  $l^9He$  en considérant quatre états excités.

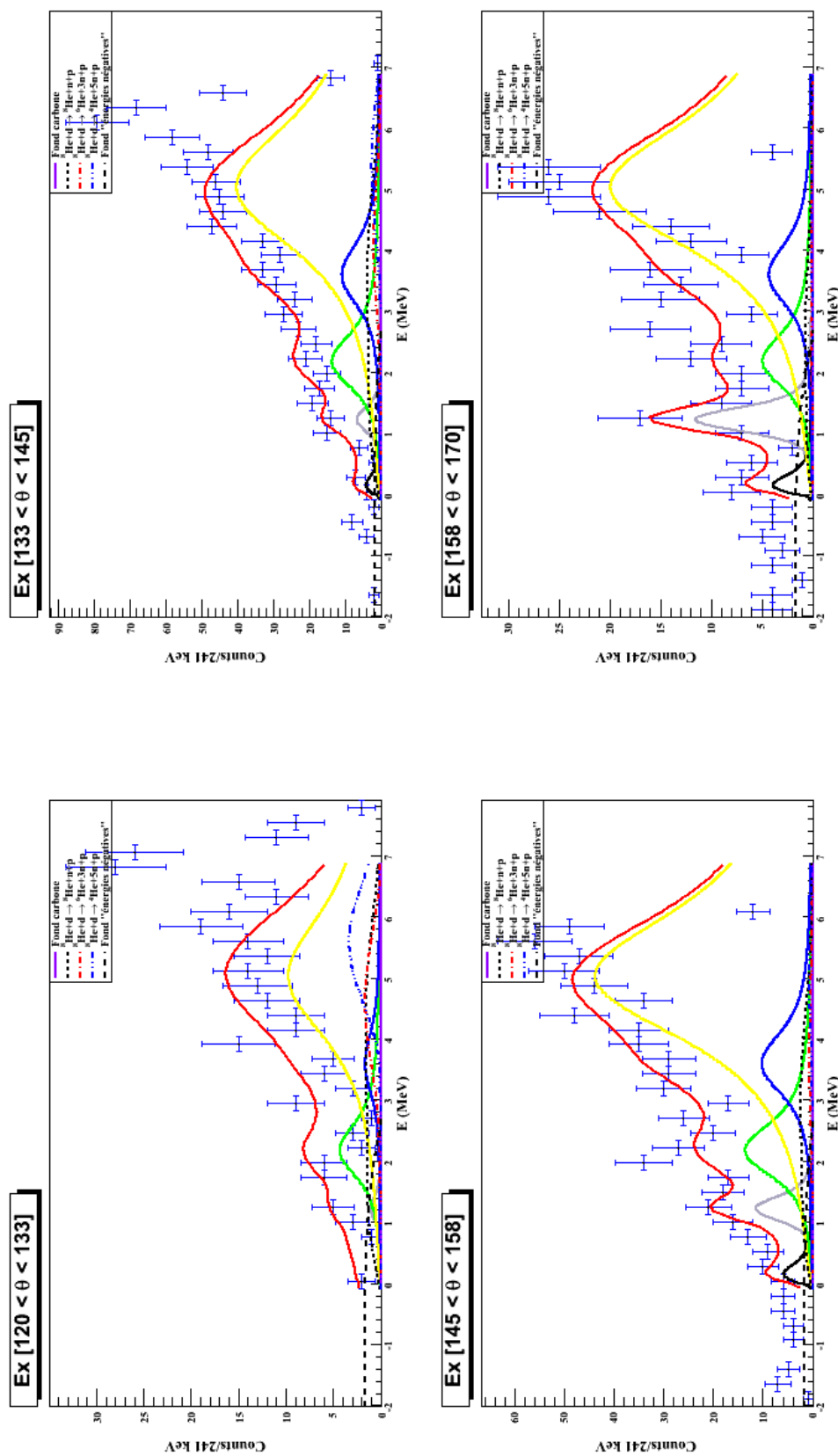


Figure 6.21 – Spectre en énergie d'excitation d' ${}^9\text{He}$  dans les quatre tranches angulaires en considérant quatre états excités.

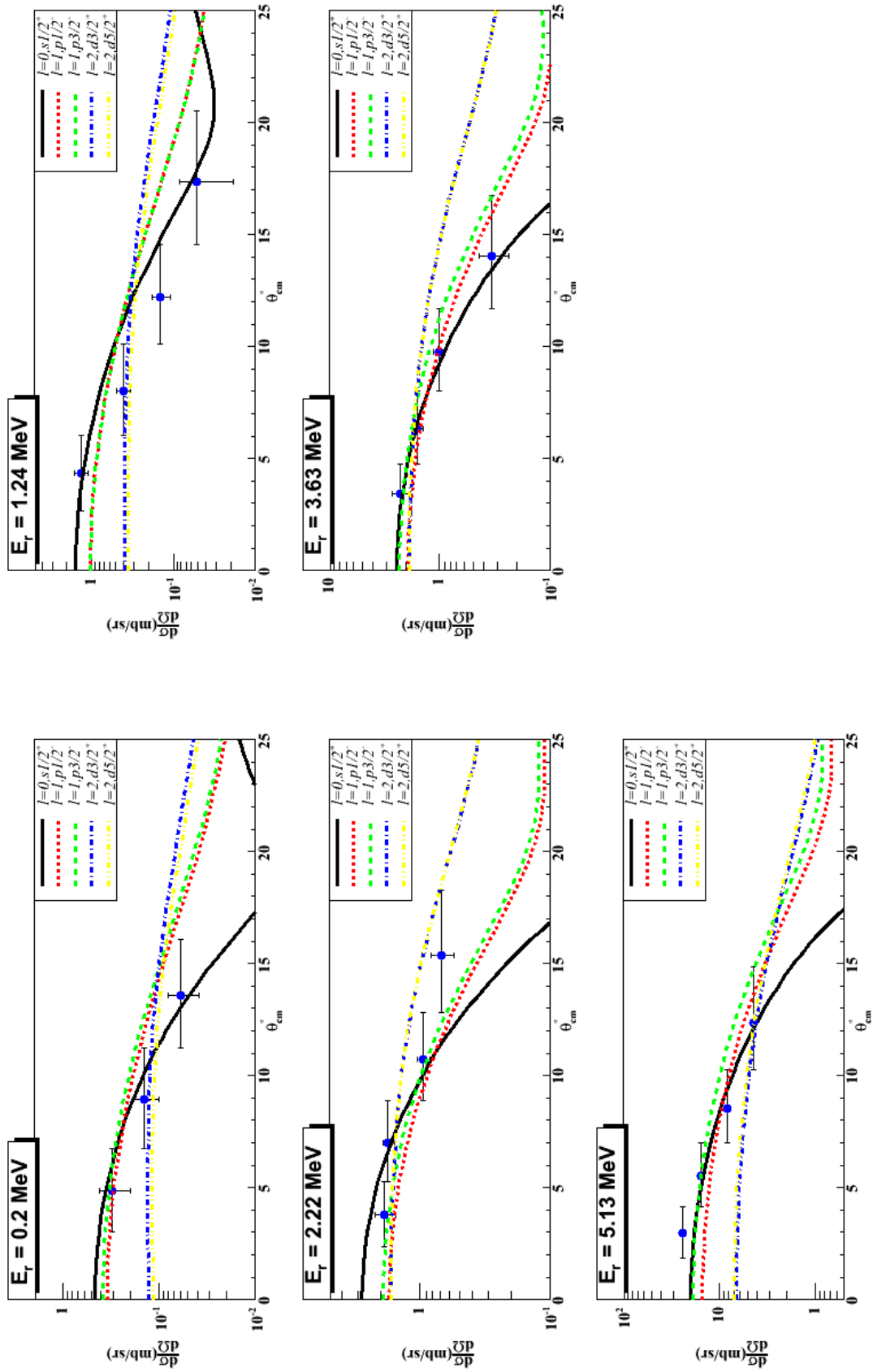


Figure 6.22 – Distributions angulaires du proton de recul pour l'état fondamental et pour les quatre états excités selon l'hypothèse[3].

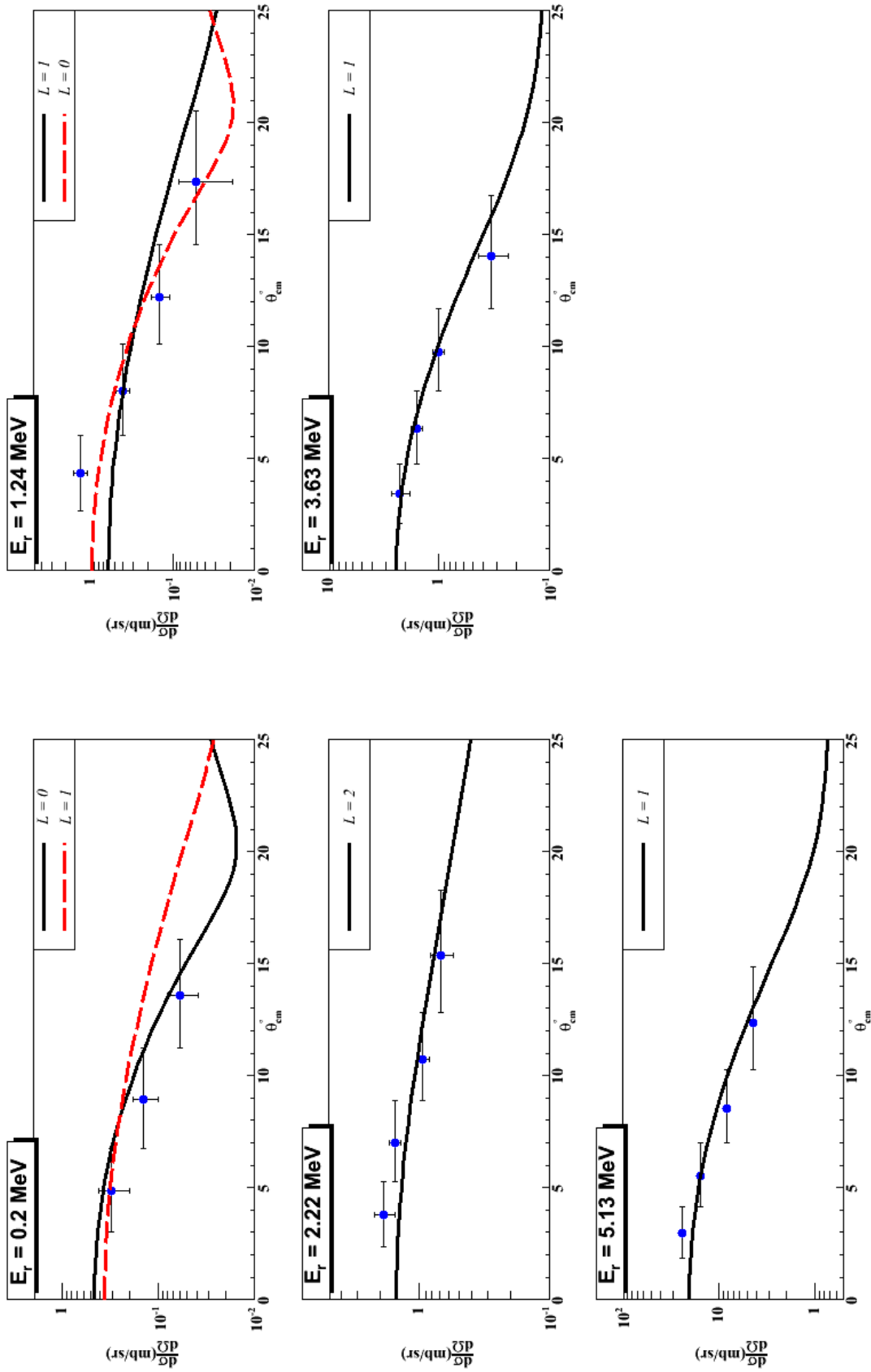


Figure 6.23 – Distributions angulaires du proton de recul pour l'état fondamental et pour les quatre états excités selon l'hypothèse[3].

Ce travail : hypothèse [3]				Fortier <i>et al.</i> [For07]		
$J^\pi$	E (MeV)	$\Gamma$ (MeV)	FS	$J^\pi$	E (MeV)	$\Gamma$ (MeV)
$1/2^+ / (1/2^-, 3/2^-)$	0, 2(0, 04) <sup>a</sup>	0, 24(0, 24)	0, 09 / 0, 01	$1/2^+$	0, 02(0, 22)	
$1/2^+ / (1/2^-, 3/2^-)$	1, 24(0, 1)	0, 21(0, 16)	0, 19 / 0, 03	$(1/2^-, 3/2^-)$	1, 3(0, 06)	0, 2(0, 2)
$(3/2^+, 5/2^+)$	2, 22(0, 11)	0, 9(0, 3)	0, 03	$(3/2^+, 5/2^+)$	2, 3(0, 11)	0, 7(0, 2)
$(1/2^-, 3/2^-)$	3, 63(0, 07)	1(0, 86)	0, 13	$(1/2^-, 3/2^-)$	3, 87(0, 24)	1, 6(0, 6)
$(1/2^-, 3/2^-)$	5, 13(0, 003)	2, 5(1, 4)	0, 8	$(3/2^+, 5/2^+)$	5(0, 13)	0, 9(0, 4)

<sup>a</sup>. Cet état correspond à une largeur de diffusion  $a_s = -10,8$  fm (relation 1.9).

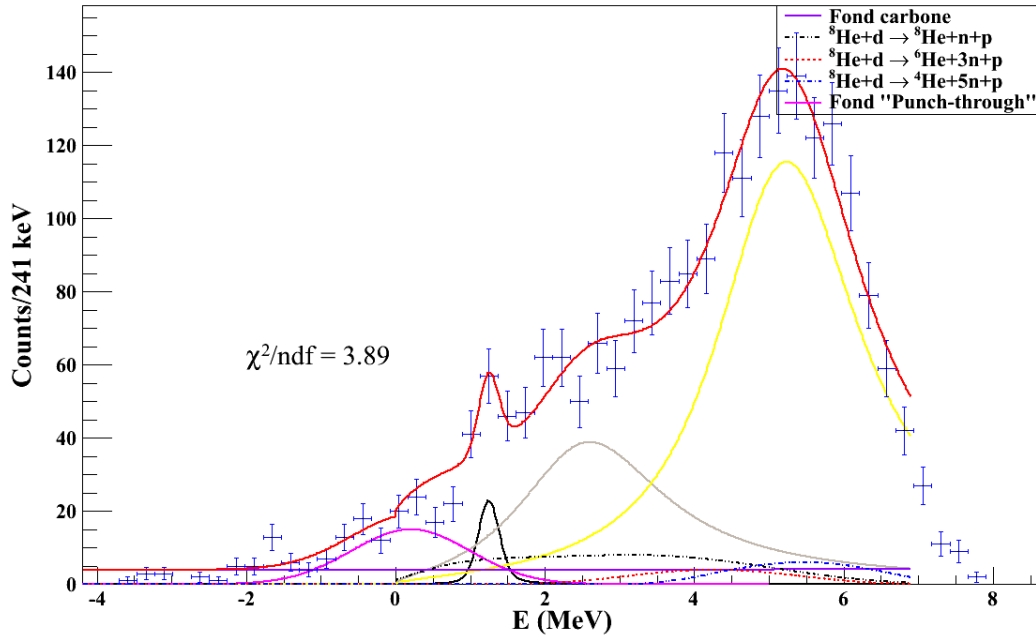
**Table 6.3** – Hypothèse [3] : résultats de l'ajustement du spectre d'énergie d'excitation présenté sur la figure 6.20.

### Hypothèse [4] :

Nous considérons dans cette hypothèse que la structure autour du seuil d'émission de neutron ne correspond pas à l'état fondamental de  ${}^9\text{He}$  mais qu'elle est le produit du fond de "punch-through" présenté dans la section 4.3. Dans cette hypothèse, l'état fondamental correspond à l'état présent autour de  $1,2^1$  MeV. Pour cela nous avons choisi de répéter la procédure de l'hypothèse [2] qui donne une meilleure valeur de  $\chi^2/ndf$  que les autres hypothèses. L'ajustement du spectre d'énergie d'excitation est présenté sur la figure 6.24. Le fond autour du seuil  ${}^8\text{He} + n$  a été ajusté avec une fonction Gaussienne. Les paramètres trouvés pour cette fonction est  $E = 0,2 \pm 0,24$  et  $\sigma = 0,8 \pm 0,02$ .

Nous trouvons pour cette hypothèse que l'énergie de l'état fondamental est de  $E_r = 1,25 \pm 0,08$  MeV pour une largeur de  $\Gamma = 0,1 \pm 0,05$  MeV. Ces valeurs correspondent aux valeurs trouvées pour l'hypothèse [2]. Pour les deux états excités nous avons trouvé respectivement :

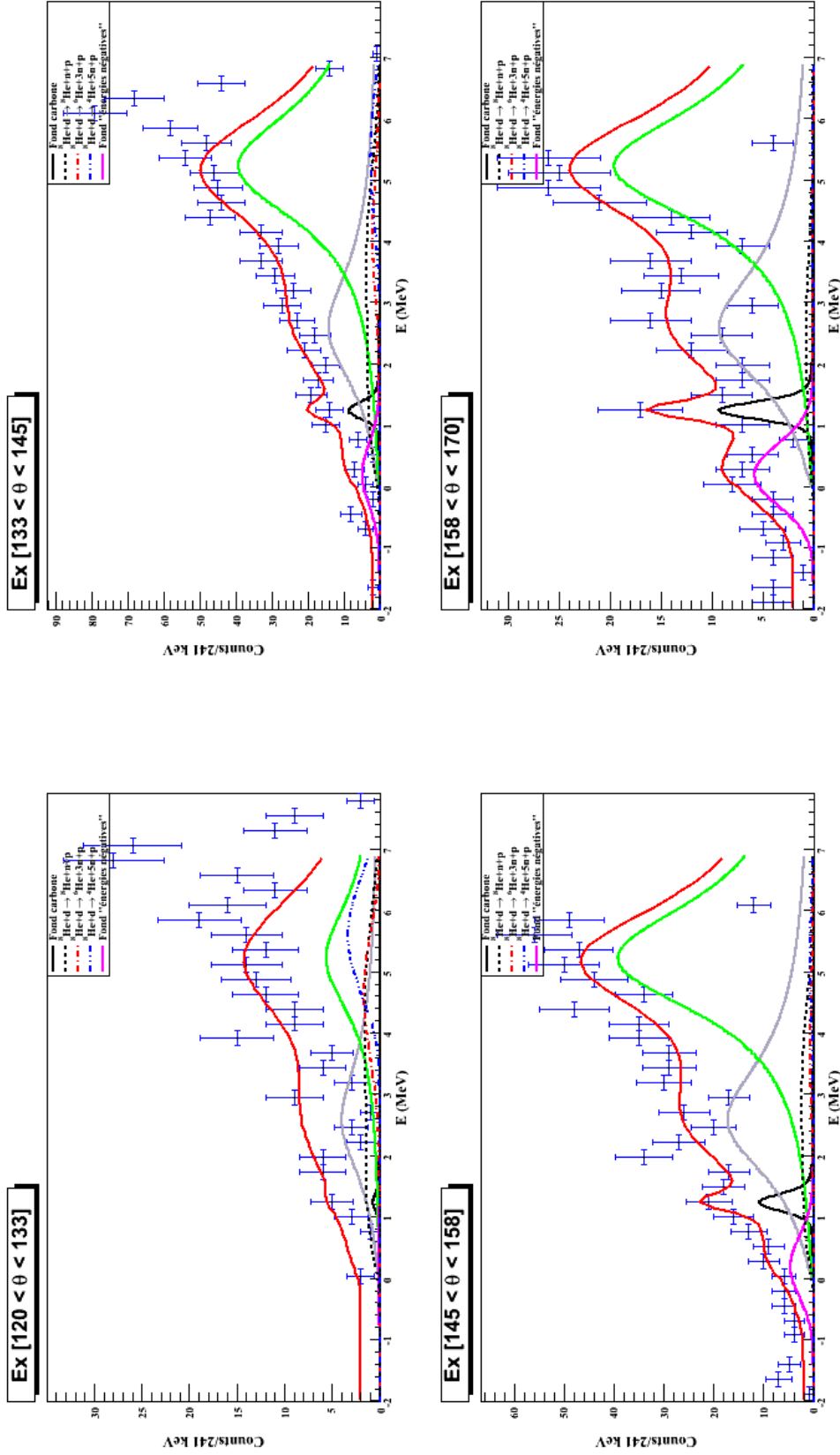
- ❶ un état  $l = 1$  à  $E_r = 2,73 \pm 0,12$  MeV et  $\Gamma = 2,4 \pm 0,08$  MeV,
- ❷ un état  $l = 1$  à  $E_r = 5,3 \pm 0,06$  MeV et  $\Gamma = 2,2 \pm 0,16$  MeV,



**Figure 6.24** – Spectre en énergie d'excitation de  ${}^9\text{He}$  en considérant que le fondamental correspond au pic autour de 1,2 MeV, en considérant deux états excités.

1. Cette hypothèse est compatible avec les études expérimentales de [Set87, Boh88, Oer95, Rog03], où le fondamental a été trouvé à une énergie d'excitation d'environ 1,2 MeV (voir section 1.3 tableau ??).





**Figure 6.25** – Spectre en énergie d'excitation d' $1^9\text{He}$  dans les quatre tranches angulaires en considérant un état fondamental à 1,25 MeV et deux états excités.

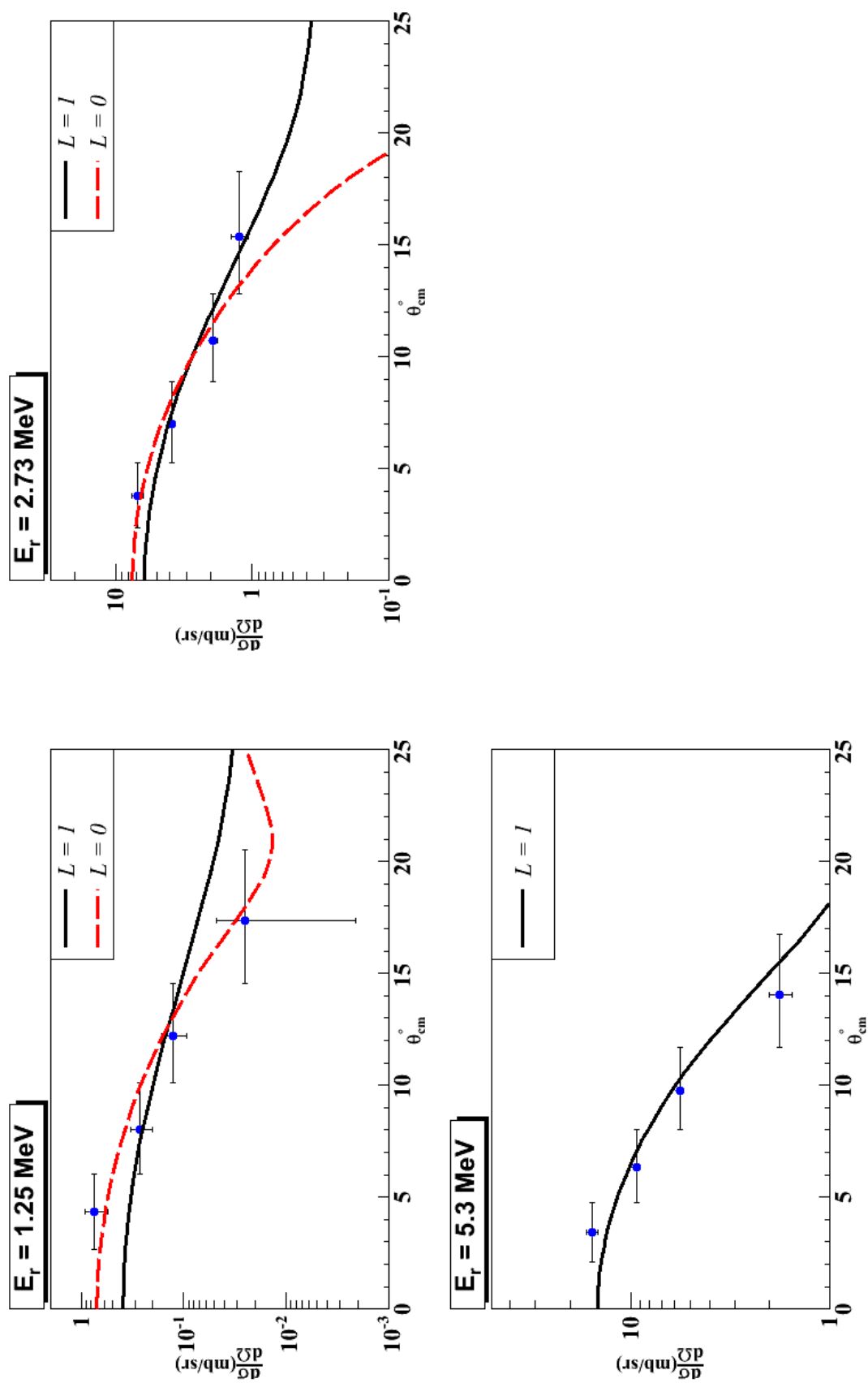


Figure 6.26 – Distributions angulaires du proton de recul pour l'état fondamental et pour les deux états excités selon l'hypothèse[4] en utilisant le calcul CRC.

$J^\pi$	Hypothèse [4]	
	E (MeV)	$\Gamma$ (MeV)
$1/2^+ / (1/2^-, 3/2^-)$	$1,25 \pm 0,08^a$	$0,1 \pm 0,05$
$1/2^+ / (1/2^-, 3/2^-)$	$2,73 \pm 0,12$	$2,4 \pm 0,08$
$(1/2^-, 3/2^-)$	$5,3 \pm 0,06$	$2,2 \pm 0,16$
		FS
		$0,14 / 0,03$
		$1/0,18$
		$0,36$

<sup>a</sup>. Cet état correspond à une largeur de diffusion  $a_s = -4,32$  fm (relation 1.9).

**Table 6.4** – Hypothèse [4] : résultats de l’ajustement du spectre d’énergie d’excitation présenté sur la figure 6.24.

### 6.4.2 Synthèse des résultats

**Cas de l'hypothèse [1]** : les ajustements ne permettent pas de reproduire l'excès de coups observés entre 1 et 2 MeV d'énergie d'excitation, en particulier pour les tranches entre  $145^\circ$  et  $170^\circ$ . De plus, la multipolarité  $L=1$  trouvée pour le deuxième état excité est en désaccord avec le résultat de Golovkov *et al.* [Gol07].

**Cas de l'hypothèse [2] et [3]** : Ces deux hypothèses donnent des résultats très semblables dans la partie du spectre à faible énergie d'excitation. Les calculs des distributions angulaires pour ces deux hypothèses montrent que l'inversion de parité ne peut pas être confirmée pour le noyau d' $^9\text{He}$ . Cela peut être expliqué par la faiblesse de la statistique, surtout dans la région à basse énergie d'excitation, qui nous a empêché d'avoir plus de quatre tranches angulaires. Du plus les fonds physiques choisis dans cette région rendent difficile la détermination de la nature des deux premiers états observés<sup>1</sup>. Donc, ces deux états peuvent être de type  $l = 0$  comme ils peuvent être de type  $l=1$ . Finalement, pour la partie à haute énergie d'excitation il est difficile de trancher entre les deux hypothèses.

**Cas de l'hypothèse [4]** : Dans cette hypothèse, l'état fondamental est trouvé à 1,25 MeV et sa distribution angulaire compatible avec  $l = 0$ , et confirmerait donc l'inversion de parité attendue dans le noyau d' $^9\text{He}$ . Cet état est compatible avec les résultats de [Set87, Boh88, Oer95] qui trouvent un état fondamental situé à 1,25 MeV mais incompatible avec ces mêmes résultats si cet état est  $l = 0$ . Les résultats obtenus par Demonchy [Dem03] via la réaction  $^8\text{He} + p$  sont en accord avec nos résultats car l'état fondamental est trouvé  $l = 0$  à une énergie de 1,2 MeV et une largeur de  $\Gamma = 200 \pm 50$  keV. Le deuxième état est un état  $l = 1$  à 2,2 MeV d'une largeur de  $\Gamma = 500 \pm 150$  keV. Le facteur spectroscopique pour l'état fondamental trouvé par [Dem03] est de 0,02 qui est sensiblement plus faible avec une valeur de 0,14 trouvé dans notre travail pour un état  $l = 0$ .

De plus, le facteur spectroscopique obtenu pour l'état près du seuil d'émission de neutron pour les trois premières hypothèses est de  $\sim 0,08$  en supposant un état  $l = 0$  et de  $\sim 0,01$  en supposant un état  $l = 1$ . Concernant l'état trouvé à  $\sim 1,2$  MeV les résultats des hypothèses [2], [3] et [4] sont cohérents entre eux pour un facteur spectroscopique de  $\sim 0,18$  pour un état  $l = 0$  et de  $\sim 0,03$  pour un état  $l = 1$ . Cette valeur de 0,03 est excessivement faible et peut être considérée comme un argument en défaveur de l'assignation du spin  $J^\pi = 1/2^-$  pour cet état, ce qui conforterait d'autant plus un état fondamental à 1,2 MeV de type  $l = 0$  (hypothèse [4]) si nous prenons l'hypothèse que l'inversion de

1. Nous remarquons l'absence de l'état autour du seuil d'émission de neutron  $^8\text{He} + n$  dans la première tranche angulaire ( $120^\circ < \theta_{lab} < 133^\circ$ ), ce qui nous laisse seulement trois points dans le spectre de la distribution angulaire et rend encore plus difficile la détermination du type de cet état ( $l = 0$  ou  $l = 1$ ).

parité a lieu dans  $l^9He$ .

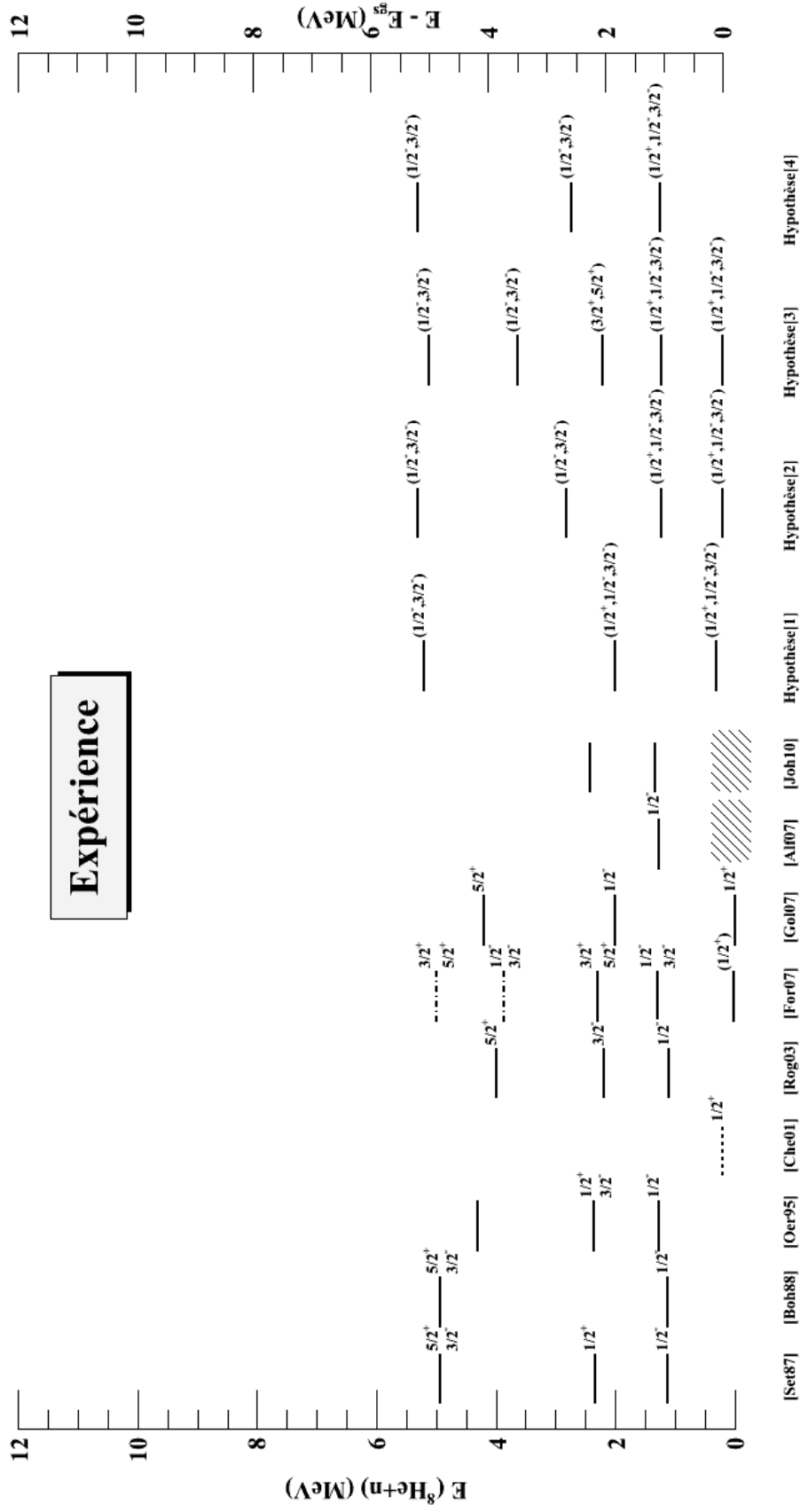
Au regard des hypothèses [2], [3] et [4], l'existence d'un état à 1,2 MeV peut être admise. L'hypothèse [1] semble donc moins probable que les autres. Entre les hypothèses [2] et [3], l'hypothèse [2] nous semble plus raisonnable sur la base d'un  $\chi^2/ndf$  inférieur (en gardant à l'esprit la mise en garde sur la valeur de  $\chi^2/ndf$ ). Reste donc à comparer les hypothèses [2] et [4], c'est-à-dire la présence ou l'absence d'un état à 0,2 MeV au dessus du seuil  ${}^8He + n$ , car les résultats pour les autres états sont identiques. En résumé, l'état à 1,2 MeV est plutôt de type  $l = 0$  et les états à  $\sim 2,7$  et à 5,3 MeV de type  $l = 1$ . L'état à 0,2 MeV, si il existe, étant lui aussi est de type  $l = 1$ .

Nous constatons donc si la présence d'un état autour de 0,2 MeV, observé par [Che01, For07, Gol07], est confirmée par les hypothèses [2] et [3], cet état ne semble pas compatible avec l'inversion de parité prédite pour la série des isotones  $N=7$ . En revanche, un état fondamental à 1,2 MeV, observé par [Set87, Boh88, Oer95, Rog03], ici de type  $l=0$  et un état excité à 2,7 MeV de type  $l=1$  est quand à lui compatible avec l'inversion de parité.

Toutefois, nos résultats expérimentaux, à cause d'une faible statistique et de certaines contaminations ne nous permettent pas de complètement lever l'ambiguïté qui entoure l'état fondamental de  $l^9He$ .

$J^\pi$	E (MeV)	$\Gamma$ (MeV)	FS
<u>Hypothèse [1]</u>			
<u><math>1/2^+</math></u> / $(1/2^-, 3/2^-)$	$0,3 \pm 0,03$	$0,7 \pm 0,04$	$0,08 / 0,01$
$1/2^+$ / <u><math>(1/2^-, 3/2^-)</math></u>	$2 \pm 1,28$	$2 \pm 2$	$0,77 / 0,18$
$(1/2^-, 3/2^-)$	$5,21 \pm 0,06$	$2,65 \pm 0,24$	$0,85$
<u>Hypothèse [2]</u>			
$1/2^+$ / <u><math>(1/2^-, 3/2^-)</math></u>	$0,2 \pm 0,027$	$0,2 \pm 0,49$	$0,08 / 0,01$
$1/2^+$ / $(1/2^-, 3/2^-)$	$1,22 \pm 0,05$	$0,1 \pm 0,93$	$0,18 / 0,03$
$(1/2^-, 3/2^-)$	$2,82 \pm 0,18$	$2,7 \pm 1,72$	$0,25$
$(1/2^-, 3/2^-)$	$5,32 \pm 0,06$	$2,06 \pm 0,23$	$0,36$
<u>Hypothèse [3]</u>			
$1/2^+$ / $(1/2^-, 3/2^-)$	$0,2(0,04)$	$0,24(0,24)$	$0,09 / 0,01$
$1/2^+$ / $(1/2^-, 3/2^-)$	$1,24(0,1)$	$0,21(0,16)$	$0,19 / 0,03$
$(3/2^+, 5/2^+)$	$2,22(0,11)$	$0,9(0,3),$	$0,03$
$(1/2^-, 3/2^-)$	$3,63(0,07)$	$1(0,86)$	$0,13$
$(1/2^-, 3/2^-)$	$5,13(0,003)$	$2,5(1,4)$	$0,8$
<u>Hypothèse [4]</u>			
$1/2^+$ / $(1/2^-, 3/2^-)$	$1,25 \pm 0,08$	$0,1 \pm 0,05$	$0,14 / 0,03$
$1/2^+$ / $(1/2^-, 3/2^-)$	$2,73 \pm 0,12$	$2,4 \pm 0,08$	$1/0,18$
$(1/2^-, 3/2^-)$	$5,3 \pm 0,06$	$2,2 \pm 0,16$	$0,36$

Table 6.5 – Résumé des résultats obtenus par les quatre hypothèses.



**Figure 6.27** – Comparaison entre les valeurs expérimentales obtenues précédemment pour le noyau  $1^9He$  et les valeurs obtenues dans ce travail. L'énergie des états en tiret est calculée à partir de la longueur de diffusion en utilisant la formule approximative (1.9). Les énergies en tiret-points sont des états probables.

## Conclusion et perspectives

Le problème de cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude des noyaux très légers riches en neutrons en utilisant une réaction directe en cinématique inverse. L'objectif de ce travail est de sonder le noyau d' $^9\text{He}$  qui est un noyau non lié et qui possède un rapport  $N/Z = 3,5$  très important afin de vérifier l'inversion de parité qui avait été observée par certaines études théoriques et expérimentales [Kit93, Che01, Ots01, Nor04, For07, Gol07] ou avait été exclue par d'autres [Pop85, Set87, Boh88, Oer95, Rog03, Alf07, Joh10].

L'expérience qui constitue la base de ce travail était une des premières à utiliser le premier ensemble MUST2. Cet ensemble de télescopes s'est révélé un excellent outil grâce à sa bonne résolution en énergie et en temps. De plus, la large surface des télescopes permet de couvrir un grand angle solide. En général, le dispositif expérimental de l'expérience E473s (à l'exception de l'utilisation du plastique et du télescope MUST2 à  $0^\circ$ ) a bien répondu à nos besoins expérimentaux. Le test de la réaction  $d(^{16}\text{O}, p)^{17}\text{O}$  a conduit à reconstruire parfaitement le spectre d'énergie d'excitation du noyau d' $^{17}\text{O}$ , confirmant la validité des méthodes appliquées pour l' $^9\text{He}$ .

La région située au voisinage du seuil  $^8\text{He} + n$  était la principale cible de ce travail, avec l'objectif de trancher clairement la question de l'inversion de parité dans le noyau d' $^9\text{He}$ . Plusieurs difficultés sont apparues dans cette région d'énergie d'excitation :

- la présence d'un bruit de fond dû aux protons venant des réactions sur le plastique où le faisceau était arrêté, en particulier les protons d'énergie suffisante pour traverser le détecteur Si, et qui n'ont pas pu être rejetés par la condition imposée sur les détecteurs CsI : leur perte d'énergie dans le détecteur Si coïncide pour certains à l'énergie totale des protons d'intérêt et ils viennent donc contaminer le spectre d'énergie d'excitation, dans la région correspondant à des énergies d'excitation autour du seuil  $^8\text{He} + n$ .



- l'impossibilité de sélectionner les protons d'intérêt en coïncidence avec les noyaux d' $^{8,6,4}\text{He}$  détectés dans le télescope MM5 à  $0^\circ$  car ses noyaux s'arrêtent dans le plastique avant de toucher ce dernier (voir section 6.2).
- la statistique insuffisante pour les mesures sur la cible de carbone, qui n'a pas permis non plus d'obtenir une forme très précise pour le fond dû aux réactions sur le carbone.
- l'ambiguïté observée dans la comparaison entre les mesures obtenues avec la cible mince ( $320 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) et la cible épaisse ( $546 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), voir figure 6.11. En effet, si le spectre obtenu avec la cible mince présente une augmentation nette du nombre de coups autour de 0 MeV, entre de -500 keV et +500 keV d'énergie d'excitation, cet effet n'est pas observé aussi clairement pour la cible épaisse, même si la moyenne du nombre de coups est plus élevée entre 0 et 1 MeV que celle entre -1 et 0 MeV.

Ces difficultés ont rendu difficile la détermination de la nature de l'état identifié comme le fondamental autour du seuil d'émission de neutron.

Cette étude propose un état, relativement étroit, autour de 1,2 MeV qui est en accord avec presque tous les travaux expérimentaux [Set87, Boh88, Oer95, Rog03, For07, Alf07, Joh10] à l'exception du résultat de M. S. Golovkov *et al.* [Gol07]. La structure autour de 2 MeV possède une largeur assez grande qui laisse la possibilité de l'existence d'un autre état autour de 3 MeV. Enfin, des structures au-dessus de 3 MeV sont identifiées mais la forte présence de l'espace de phase et la contamination avec les particules beta ne permettent pas d'apporter une réponse claire sur les énergies et les multipolarités d'éventuels états au dessus de 3 MeV d'énergie d'excitation.

Les enseignements à tirer de notre expérience sont donc les suivants :

- ① la détection des fragments lourds issus des réactions ( $^{8,6,4}\text{He}$ ) doit être réalisée avec des détecteurs situés le plus loin possible de la cible, la contrepartie étant qu'ils doivent donc être de grande dimension pour couvrir un angle solide suffisant et ne pas perdre en efficacité de détection. Un spectromètre de grande acceptance comme VAMOS pourrait être une autre solution.
- ② un temps suffisant doit être dédié à la mesure du fond dû au carbone dans le cas de l'utilisation de cible composite.
- ③ L'augmentation de l'intervalle angulaire de détection en utilisant un deuxième<sup>1</sup> ensemble de quatre télescopes<sup>2</sup> MUST2, surtout aux angles du laboratoire<sup>3</sup>  $100^\circ \leq \theta_{lab} \leq 120^\circ$  qui correspondent aux angles du centre de masse  $20^\circ \leq \theta_{cm} \leq 35^\circ$ ,

---

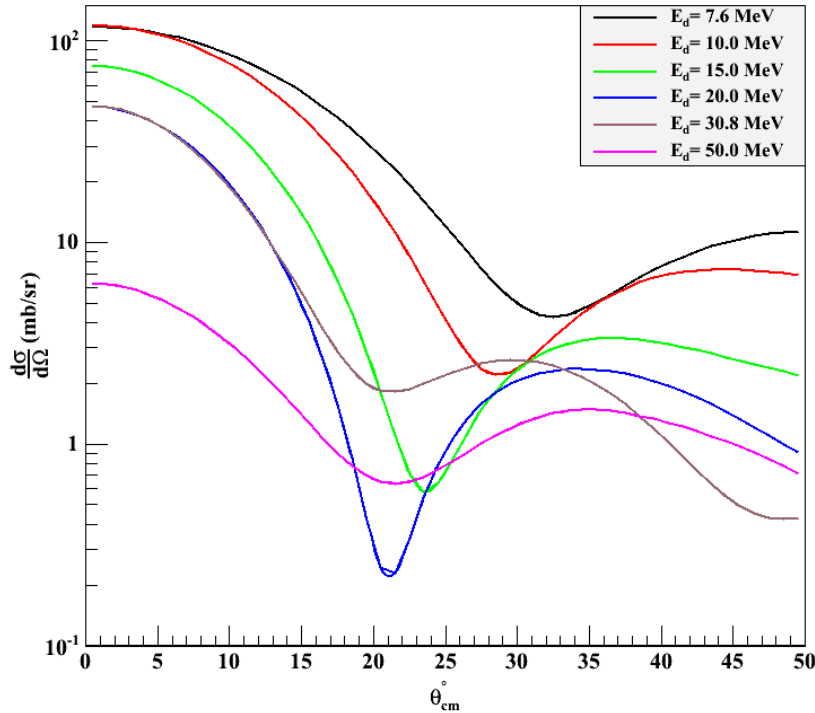
1. L'ensemble de huit télescopes MUST a permis à Fortier *et al.* [For07] d'explorer les angles du centre de masse de  $2^\circ \leq \theta_{cm} \leq 30^\circ$ .

2. Un ensemble supplémentaire de quatre télescopes MUST2 a été fabriqué et testé récemment.

3. L'énergie du proton émis dans le laboratoire à un angle  $\theta_{lab} = 100^\circ$  est de  $\sim 6$  MeV (voir figure 1.19) qui est l'énergie maximale d'un proton détectable dans le premier étage (Si) du télescope MUST2.

permettrait de bien déterminer la nature de l'état fondamental de l' $^9\text{He}$  et d'obtenir de manière générale une meilleure signature de toutes les multipolarités.

En effet, nous avons effectué plusieurs calculs DWBA en variant les énergies du faisceau de 3,8 à 25 MeV/nucléon. La figure 7.1 montre les résultats de ces calculs. Nous remarquons que les sections efficaces les plus importantes correspondent aux énergies du faisceau les plus faibles. La figure montre que pour une énergie du faisceau de 25 MeV/nucléon (énergie utilisé par Golovkov *et al.* [Gol07]) la section efficace calculée est de  $\sim 7$  mb/sr, alors que l'utilisation d'un faisceau d'énergie de 15,4 MeV/nucléon (celle utilisé dans ce travail) conduit à une section efficace de  $\sim 50$  mb/sr. Cette différence est une explication possible pour la non-observation d'un pic clair correspondant à l'état proche du seuil  $^8\text{He} + n$  dans le travail de Golovkov *et al.* (voir figure 1.16).



**Figure 7.1** – Le calcul DWBA pour un état  $l = 0$  près du seuil  $^8\text{He} + n$  pour des énergies de faisceau de 3,8 à 25 MeV/nucléon.

L'installation SPIRAL du GANIL offre des faisceaux d' $^8\text{He}$  à des énergies entre 3,8 MeV/nucléon d'intensité d'environ de  $3,5 \times 10^5$  pps et 15,4 MeV/nucléon (qui est utilisé lors de notre expérience) avec une intensité d'environ  $2 \times 10^4$  pps. De plus, les calculs DWBA correspondant au transfert d'un neutron vers l'état fondamental (figure 7.1) montrent que la section efficace de transfert est plus de deux fois plus grande à 3,8 MeV/nucléon qu'à 15,4 MeV/nucléon. À la lumière de ces deux observations, nous pouvons dire qu'une expérience réalisée en utilisant le faisceau d' $^8\text{He}$  à basse énergie pourra déterminer de façon plus claire la nature des états près du seuil dans l' $^9\text{He}$  en

prenant en compte la cinématique de la réaction pour l'énergie du faisceau choisie.

Le fondamental de l' $^9\text{He}$ , état resté pour longtemps le témoin clé de l'existence de l'inversion de parité pour le noyau d' $^9\text{He}$  va rester encore la cible principale pour d'autres études à l'avenir.

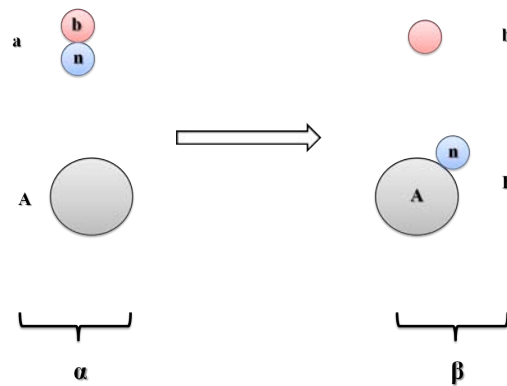
# Appendices

## Formalisme des réactions de transfert

### A.1 Approximation de Born des ondes distordues

L'approximation de Born des ondes distordues est la plus utilisée dans la théorie des réactions directes et en particulier celle des réactions de transfert. Elle offre une très bonne approximation lorsque les sections efficaces de la réactions sont plus faibles que celles de la diffusion élastique. L'approximation de voies couplées offre un outil théorique performant pour comprendre les résultats obtenus dans les cas de transitions fortes ou de multiples transitions. Nous allons dans la suite donner un bref rappel des deux approximations qui ont servi à déterminer la nature des états trouvés en les comparant avec les résultats expérimentaux.

Supposons la réaction de transfert d'un neutron  $A + a \rightarrow B + b$ , où  $A$  représente la cible,  $a = b + n$  le faisceau,  $b$  l'éjectile léger et  $B = A + n$  l'éjectile lourd. Notons aussi  $\alpha$  la voie d'entrée  $A + a$  et  $\beta$  la voie de sortie  $B + b$  (figure A.1).



**Figure A.1** – Illustration de la réaction de transfert d'un neutron.

L'équation de Schrödinger s'écrit :

$$(\mathcal{H} - E)\Psi = 0 \quad (\text{A.1})$$

Où  $H$  est l'Hamiltonien :

$$\mathcal{H} = H_a + H_A + T_\alpha + V_\alpha \quad (\text{A.2})$$

$$= H_b + H_B + T_\beta + V_\beta \quad (\text{A.3})$$

$$(E - H_\alpha - T_\alpha)\Psi_\alpha = V_\alpha\Psi_\alpha \quad (\text{A.4})$$

Avec :

- $T_{\alpha,\beta} = \frac{-\hbar^2}{2\mu_\alpha} \nabla_{\alpha,\beta}^2$  : opérateur d'énergie cinétique du mouvement relatif des noyaux dans chaque voie,
- $\mu_{\alpha,\beta} = \frac{\mu_{a,b}\mu_{A,B}}{\mu_{a,b} + \mu_{A,B}}$  : la masse réduite,
- $V_{\alpha,\beta} = \sum_{i \neq j} V_{ij}$  : le potentiel d'interaction dans la voie d'entrée(sortie) avec i, j identifiant les nucléons et
- $H_a, H_A, H_b$  et  $H_B$  sont les hamiltoniens internes de chaque noyau (qui ont chacun pour état propre la fonction d'onde  $\phi_a, \phi_A, \phi_b$  et  $\phi_B$  respectivement).

Notons ici que les fonctions d'ondes propres de l'Hamiltonien  $H$  sont les fonctions  $\Psi_{aA}^\pm$  et  $\Psi_{bB}^\pm$ .

La section efficace différentielle de la diffusion des particules dans la direction de l'angle  $\theta$  peut être donnée en fonction de l'amplitude de diffusion  $f_{\alpha\beta}(\theta)$  ou en fonction de la matrice  $\mathcal{T}_{\alpha\beta}$  :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha\beta} = \frac{\mu_\alpha}{\mu_\beta} \frac{k_\alpha}{k_\beta} |f_{\alpha\beta}(\theta)|^2 \quad (\text{A.5})$$

$$= \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\alpha}{k_\beta} |\mathcal{T}_{\alpha\beta}|^2 \quad (\text{A.6})$$

Pour inclure le spin nous écrirons, si les particules ne sont pas polarisées :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\alpha}{k_\beta} \frac{1}{(2J_a + 1)(2J_A + 1)} \sum_{M_a M_A M_b M_B} |\mathcal{T}_{\alpha\beta}|^2 \quad (\text{A.7})$$

Avec :

- $k_\alpha$  et  $k_\beta$  : les impulsions,
- $J_a$  et  $J_A$  : Les spins des noyaux de la voie d'entrée et
- $M_a M_A M_b M_B$  : représentent les projections des spins de toutes les particules  $a, A, b$  et  $B$ .

L'élément de matrice  $\mathcal{T}_{\alpha\beta}$  peut être calculé dans l'approximation de Born des ondes distordues sous les formes “prior” et “post”<sup>1</sup> :

$$\begin{aligned}\mathcal{T}_{\alpha\beta} &= \langle \Psi_{bB}^{(-)} | W_{aA} | \chi_{aA}^{(+)} \phi_a \phi_A \rangle \quad (\text{forme prior}) \\ \mathcal{T}_{\alpha\beta} &= \langle \chi_{bB}^{(-)} \phi_b \phi_B | W_{bB} | \Psi_{aA}^{(+)} \rangle \quad (\text{forme post})\end{aligned}\tag{A.8}$$

Les potentiels de transition  $W_{aA}$  dans la forme “prior” et  $W_{bB}$  dans la forme “post” sont :

$$\begin{aligned}W_{aA} &= V_{aA} - U_{aA} \\ W_{bB} &= V_{bB} - U_{bB}\end{aligned}\tag{A.9}$$

Les potentiels optiques  $U_{aA}$  et  $U_{bB}$  décrivent la diffusion élastique des noyaux dans la voie d'entrée  $a$  et  $A$  ou dans la voie de sortie  $b$  et  $B$ , et sont détaillés dans la section A.5.

De plus, les équations de Schrödinger correspondant aux diffusions élastiques des noyaux de la voie d'entrée et de la voie de sortie sont :

$$\begin{aligned}(T_{aA} + U_{aA}) | \chi_{aA}^{\pm} \rangle &= E_{aA} | \chi_{aA}^{\pm} \rangle \\ (T_{bB} + U_{bB}) | \chi_{bB}^{\pm} \rangle &= E_{bB} | \chi_{bB}^{\pm} \rangle\end{aligned}\tag{A.10}$$

Elles ont pour états propres les fonctions d'ondes  $\chi$  distordues par les diffusions élastiques et par l'absorption qui les accompagne.

Nous décrivons dans notre cas le transfert d'un neutron du projectile  $a$  vers la cible  $A$  (notation du schéma A.1). Donc, les potentiels de transition  $W_{aA}$  et  $W_{bB}$  sont décomposés en :

$$\begin{aligned}W_{aA} &= V_{nA} + V_{bA} - U_{aA} \\ W_{bB} &= V_{bn} + V_{bA} - U_{bB}\end{aligned}\tag{A.11}$$

Le terme  $V_{bA} - U_{aA}$  du potentiel  $W_{aA}$  est appelé potentiel rémanent de la réaction<sup>2</sup>. Ce terme peut être simplifier dans le cas des noyaux lourds. Dans le cas des noyaux légers, l'on doit tenir compte de ce terme dans le calcul<sup>3</sup>.

---

1. Les appellations “prior” et “post” sont reliées respectivement à la voie d'entrée et à la voie de sortie de la réaction.

2. De même pour le terme  $V_{bA} - U_{bB}$  du potentiel  $W_{bB}$ .

3. Nous avons pris en compte le potentiel rémanent dans nos calculs.

Les fonctions d'ondes  $\Psi_{aA}^{(+)}$  et  $\Psi_{bB}^{(-)}$  peuvent être simplifiées dans l'approximation de Born des ondes distordues à l'aide de la fonction de Green [Sat83] :

$$\Psi_{aA}^{(+)} = [1 + G_{aA}^{(+)}W_{aA} + G_{aA}^{(+)}W_{aA}G_{aA}^{(+)}W_{aA} + \dots]\chi_{aA}^{(+)}\phi_{aA} \quad (\text{A.12})$$

avec  $G_{aA}^{(+)}$  le propagateur de Green de l'onde distordue pour le potentiel  $U_{aA}$ . De la même façon, nous pouvons développer la fonction d'onde  $\Psi_{bB}^{(-)}$ . L'approximation de Born des ondes distordues consiste à prendre le premier terme de l'équation A.12 et de le remplacer dans la formule (A.8) de l'élément de matrice  $\mathcal{T}_{\alpha\beta}$  qui devient :

$$\mathcal{T}_{\alpha\beta}^{DWBA} = \langle \chi_{bB}^{(-)}\phi_b\phi_B | V_{nA} + V_{bA} - U_{aA} | \chi_{aA}^{(+)}\phi_a\phi_A \rangle \text{ (forme prior)} \quad (\text{A.13})$$

$$= \langle \chi_{bB}^{(-)}\phi_b\phi_B | V_{bn} + V_{bA} - U_{bB} | \chi_{aA}^{(+)}\phi_a\phi_A \rangle \text{ (forme post)} \quad (\text{A.14})$$

Les deux formes, “prior” et “post” doivent donner le même résultat pour un potentiel donné.

## A.2 Voies de réactions couplées

Nous avons discuté précédemment l'approche DWBA qui restera valable lorsque la diffusion élastique est plus forte que les réactions de transfert. Dans le cas contraire où les voies inélastiques de la réaction sont fortement présentes (excitation de la particule indépendante, transfert d'un ou de plusieurs nucléons, ...), nous avons besoin d'adopter le formalisme de l'analyse de la réaction en voies couplées CRC, qui est capable de traiter cet ensemble de processus en une ou en plusieurs étapes[Tho88].

L'analyse CRC dans les réactions directes consiste à donner la solution la plus précise de l'équation de Schrödinger :

$$(\mathcal{H} - E)\Psi^+ = 0 \quad (\text{A.15})$$

avec  $\mathcal{H}$  est le Hamiltonien total du système,  $E$  son énergie cinématique totale et  $\Psi^+$  la fonction d'onde totale du système qui peut être développée sur tous les états de chacune des partitions de masse intervenant dans la réaction :

$$\Psi^+ = \underbrace{\sum_i \Phi_{\alpha i} \chi_{\alpha i}}_{\text{Voie d'entrée}} + \underbrace{\sum_{\text{Partitions}} \sum_j \Phi_{\beta j} \chi_{\beta j}}_{\text{Voies de sortie}} \quad (\text{A.16})$$

Les fonctions  $\chi$  décrivent le mouvement relatif des noyaux de chaque voie et les fonctions  $\Phi$  décrivent la structure interne de chaque noyau et sont définies par  $\Phi_{\alpha} = \phi_a\phi_A$  et  $\Phi_{\beta} = \phi_b\phi_B$ .

Le Hamiltonien total du système se calcule comme :



$$\begin{aligned}
\mathcal{H} &= H_\alpha + T_\alpha + V_\alpha \\
&= H_\beta + T_\beta + V_\beta
\end{aligned} \tag{A.17}$$

Le potentiel d'interaction  $V$  se décompose en un potentiel optique  $U$  et un potentiel de transition  $W$  (dit potentiel résiduel) :

$$\begin{aligned}
V_\alpha &= U_\alpha + W_\alpha \\
V_\beta &= U_\beta + W_\beta
\end{aligned} \tag{A.18}$$

Prenons maintenant un état quelconque  $m$  de la partition de masse  $\alpha$ . La projection de l'équation A.15 sur la fonction interne de cet état  $\Phi_{\alpha_m}$  et l'intégration sur ses coordonnées internes nous donnent :

$$\begin{aligned}
\langle \Phi_{\alpha_m} | \mathcal{H} - E | \Phi_{\alpha_m} \chi_{\alpha_m} \rangle &= - \sum_{i \neq m} \langle \Phi_{\alpha_m} | \mathcal{H} - E | \Phi_{\alpha_i} \chi_{\alpha_i} \rangle \\
&\quad - \sum_{\text{Partitions } j} \langle \Phi_{\alpha_m} | \mathcal{H} - E | \Phi_{\beta_j} \chi_{\beta_j} \rangle
\end{aligned} \tag{A.19}$$

À l'aide des relations A.17 et A.18 et en désignant la valeur propre de l'hamiltonien  $\mathcal{H}_\alpha$  associée à  $\Phi_{\alpha_m}$  par  $\varepsilon_{\alpha_m}$ , l'équation A.19 devient :

$$\begin{aligned}
(T_\alpha + U_\alpha + \varepsilon_{\alpha_m} - E) \chi_{\alpha_m} &= - \sum_{i \neq m} \langle \Phi_{\alpha_m} | W_\alpha | \Phi_{\alpha_i} \chi_{\alpha_i} \rangle \\
&\quad - \sum_{\text{Partitions } j} \langle \Phi_{\alpha_m} | W_\alpha | \Phi_{\beta_j} \chi_{\beta_j} \rangle \\
&\quad - \sum_{\text{Partitions } j} (T_\alpha + U_\alpha + \varepsilon_{\alpha_m} - E) \langle \Phi_{\alpha_m} | \Phi_{\beta_j} \chi_{\beta_j} \rangle
\end{aligned} \tag{A.20}$$

Le premier terme représente les couplages entre les différents états de la partition de masse  $\alpha$  correspondant à des diffusions inélastiques de l'état  $m$ . Le deuxième terme est associé aux couplages des différentes partitions de masse et décrit donc le transfert d'une particule de l'état  $m$  vers les différents états des partitions  $\beta$  de la voie de sortie. Notons ici que les projections  $\Phi_{\alpha_m}$  sur les états  $\beta_j$  ne sont pas forcément nulles car  $\Phi_{\alpha_m}$  et  $\Phi_{\beta_j}$  ne sont pas orthogonales (elles représentent respectivement les états propres des deux hamiltoniens différents,  $H_\alpha$  et  $H_\beta$ ).

En variant  $m$  sur tous les états associés à la partition de masse  $\alpha$  ensuite sur ceux de la partition  $\beta$  nous obtenons un ensemble d'équations intégral-différentielles couplées dont la résolution fournit les fonctions d'ondes  $\chi$ .

### A.3 Facteur de forme

Le noyau d'intérêt (B) dans la voie finale peut être représenté comme un système de A+1 nucléons :

$$\phi_B = \sum_{lj} \beta_{lj} \Phi(J_A, jl) j_B \quad (\text{A.21})$$

Avec :

$$\Phi(J_A, jl) j_B = \langle J_A M_A j m | J_B M_B \rangle \Psi_{J_A}^{M_A} \phi_{jl}^m(\vec{r}_{An}) \quad (\text{A.22})$$

est la fonction d'onde du système A+n,  $\Psi_{J_A}^{M_A}$  est la fonction d'onde du cœur inerte A,  $\phi_{jl}^m(\vec{r}_{An})$  représente la fonction d'onde du neutron transféré et m est fixé à m=M<sub>B</sub>-M<sub>A</sub>. Enfin, nous pouvons noter que  $\beta_{jl}^2$  représente la probabilité que la configuration finale soit  $\Phi(J_A, jl) j_B$ .

L'intégration de  $\langle \phi_B | \phi_A \rangle$  sur les coordonnées internes de A nous conduit à :

$$\langle \phi_B | \phi_A \rangle = C \sum_{lj} \beta_{lj} \langle J_A M_A j m | J_B M_B \rangle \phi_{jl}^{m*}(\vec{r}_{An}) \quad (\text{A.23})$$

C représente le coefficient de couplage d'isospin. Nous appelons facteur de forme la fonction d'onde  $\phi_{jl}^{m*}(\vec{r}_{An})$ . Nous obtenons ce facteur en ajustant le potentiel d'interaction V(r) (de la forme Woods-Saxon généralement) de façon à obtenir la valeur correcte de  $E_{liaison}$  l'énergie de liaison pour le neutron transféré dans le noyau B.

### A.4 Facteur spectroscopique

Dans les réactions (d,p), le transfert d'un neutron d'onde-s (moment angulaire orbital  $l_1 = 0$ ) et de moment angulaire total  $j_1 = 1/2$  permet de déterminer les moment angulaire orbital du neutron transféré ( $l_2$ ) et dans le noyau final étudié (B), et son moment angulaire total ( $j_2$ ). Le moment angulaire total transféré au cours de la réaction est alors :

$$\vec{L} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2 \Rightarrow L = l_2 \quad (\text{A.24})$$

Le changement des parités entre A et B est :  $\pi_A \pi_B = (-1)^{l_2}$  et le changement global est  $\Delta\pi = \pi_A \pi_a \pi_B \pi_b = (-1)^L = (-1)^{l_2}$  (pour  $l_1 = 0$ ). Donc, le moment angulaire transféré correspond à celui de l'état final peuplé après la réaction. Supposons maintenant que le spin du noyau initial A est nul  $I_A = 0$  (comme pour l'<sup>8</sup>He), le spin  $I_B$  du noyau final est donné alors par  $j_2$ . Donc, une seule transition ( $l_2, j_2$ ) contribue au peuplement d'un état de spin  $I_B$  et de parité  $\pi_B$  dans le noyau final B.

Ces règles de sélections simplifient grandement l'expression  $\phi_B$  dans l'équation A.21 car un seul terme parvient dans la somme pour le peuplement d'un état donné. Le facteur spectroscopique pour cet état est exprimé par  $\beta_{ij}^2$  (section A.3). Souvent, nous incluons le Clebsh-Gordon d'isospin  $C^2$ . Nous pouvons obtenir le facteur spectroscopique (S) d'un états en ajustant la section efficace obtenue expérimentalement avec celle calculée en DWBA ou CRC<sup>1</sup>. Enfin, nous pouvons présenter la valeur du facteur spectroscopique expérimental par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{exp}} = C^2 S \frac{d\sigma}{d\Omega_{DWBA,CRC}} \quad (A.25)$$

## A.5 Le potentiel optique

Un ingrédient important dans les calculs DWBA ou CRC est le potentiel optique décrivant la diffusion élastique des noyaux dans la voie d'entrée A et a ou dans la voie de sortie B et b. Ce potentiel  $V(r)$  est réel. Pour prendre en compte l'absorption du flux dans les voies autres que la diffusion élastique, une partie imaginaire est introduite. Le potentiel optique devient alors complexe :

$$V(r) = U(r) + iW(r) \quad (A.26)$$

La forme simple des potentiels  $U(r)$  et  $W(r)$  est :

$$U(r) = -Uf(r) \quad (A.27)$$

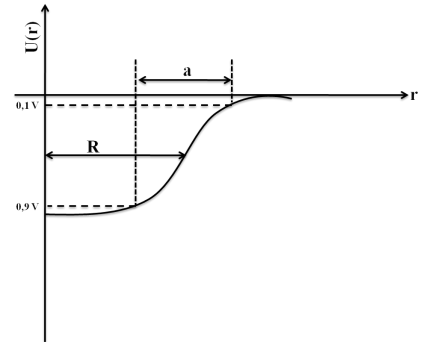
$$W(r) = -Wg(r)$$

Le potentiel  $Uf(r)$  est approximativement une somme d'interactions nucléon-nucléon. Puisque l'interaction nucléon-nucléon est à courte portée, les nucléons dans le cœur du noyau ne subissent donc que l'interaction avec leurs proches voisins, ce qui nous conduit à supposer que  $Uf(r)$  est uniforme à l'intérieur du noyau et décroît exponentiellement à la surface. Donc, la partie réelle du potentiel d'interaction peut être présentée sous une forme dite Wood-Saxon [Woo54] :

$$U(r) = \frac{U}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right)} \quad (A.28)$$

avec :

- $U$  représentant la profondeur de la partie réelle.



**Figure A.2** – Potentiel de Wood-Saxon.

1. Le code FRESKO utilisé lors de nos analyses, nous permet d'inclure le facteur spectroscopique directement dans le calcul DWBA et CRC.

- $R = rA^{1/3}$  : les rayons nucléaires,  $A$  : le nombre de masse,
- $r$  : la distance entre les noyaux et
- $a$  : la diffusivité du potentiel (pour laquelle le potentiel passe de 90 % à 10 % de sa valeur centrale). Elle simule donc la vitesse de décroissance de la fonction  $f(r)$ .

L'ajustement de ces paramètres consiste à trouver la meilleure reproduction des données expérimentales.

À basse énergie ( $< 10$  MeV/nucléon), la partie imaginaire dépend fortement de l'énergie incidente à cause de l'ouverture des voies de réaction. Dans cette région d'énergie, l'absorption se passe à la surface nucléaire. Dans ce cas, le facteur de forme  $g(r)$  est considéré comme une fonction dérivée de fonction de Wood-Saxon :

$$W_s g_s(r) = 4a W_s \frac{\partial f(r)}{\partial r} = -4W_s \frac{e^{(r-R)/a}}{(e^{(r-R)/a} + 1)^2} \quad (\text{A.29})$$

Cette partie a une valeur maximale  $W_s$  lorsque  $r = R_s$  [Sat83].

À plus haute énergie, le terme de volume s'ajoute avec le terme de surface pour constituer la partie imaginaire du potentiel qui devient :

$$V(r) = -Uf(r) - i[W_v f_v(r) - 4W_s g_s(r)] \quad (\text{A.30})$$

La forme générale du potentiel optique est constituée aussi d'une partie coulombienne :

$$U_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_a Z_A e^2}{2R_c} [3 - (\frac{r}{R_c})^2] & r \leq R_c \\ \frac{Z_a Z_A e^2}{r} & r \geq R_c \end{cases}$$

Nous pouvons inclure au potentiel une partie simulant la réaction spin-orbite :

$$U_{so}(r) = (V_{so} + iW_{so}) \left( \frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{df(x_{so})}{dr} \vec{L} \cdot \vec{s} \quad (\text{A.31})$$

Avec  $(\frac{\hbar}{m_\pi c})^2 = 2 fm^2$ . Donc le potentiel total devient :

$$V(r) = U_c(r) - Uf(r) - i[W_v f_v(r) + W_s g_s(r)] + U_{so}(r) \quad (\text{A.32})$$

## A.6 Paramètres des potentiels utilisés dans les calculs

Les calculs DWBA et CRC détaillés précédemment ont été faits en utilisant le code FRESKO afin de calculer les distributions angulaires et pour extraire les facteurs spectroscopiques du noyau d' $^9\text{He}$ . Pour cela nous avons pris en compte les points suivants :

- Dans nos calculs, nous avons négligé le potentiel spin-orbite  $U_{so}(r)$  car ce potentiel a en général un petit effet sur la section efficace et peut donc être négligé [Kee09]. De plus, il exige la détermination des observables de polarisation avec précision, ce qui n'est pas le cas ici.
- Le potentiel utilisé pour la liaison  $^8\text{He} + n$  est un potentiel de Wood-Saxon (voir section A.5). Ses paramètres sont  $r = 1,25$  fm et  $a = 0,65$  fm. La profondeur du potentiel a été ajustée pour satisfaire la condition d'un déphasage  $\delta_l = \pi/2$  pour l'énergie de résonance recherchée (voir section 1.2.1).
- Après avoir fixé la valeur de la profondeur du potentiel trouvée, un intervalle en énergie appelé la "largeur de bin"<sup>1</sup> peut être choisi pour calculer la fonction d'onde discretisée, normalisable, au contraire de la fonction d'onde d'un état de diffusion [Tho83].
- Le potentiel dans la voie d'entrée ( $d + ^8\text{He}$ ) est un potentiel central (qui ne tient pas compte du potentiel spin-orbite) et a été calculé à partir des formules données par [Kea73].
- Le potentiel de la voie de sortie  $U_{p+^9\text{He}}$  est obtenu à partir de la paramétrisation du potentiel optique nucléon-noyau CH89 [Var91].
- Pour décrire le potentiel rémanent  $V_{p+^8\text{He}} - U_{p+^9\text{He}}$  nous avons besoin de connaître le potentiel  $V_{p+^8\text{He}}$ , obtenu aussi par la paramétrisation CH89.

Les potentiels employés dans nos calculs sont résumés dans le tableau A.1. Nous montrons aussi les fichiers des calculs DWBA et CRC utilisés pour calculer les distributions angulaires de  $^9\text{He}$ .

	$r_c$	$U$	$r$	$a$	$W_v$	$r_v$	$a_v$	$W_s$	$r_s$	$a_s$
Voie de sortie $p + ^9\text{He}$	1,2968	57,1826	1,1410	0,6899	1,3528	1,1279	0,6899	13,37	1,1279	0,6899
Voie $V_{p+^8\text{He}}$	1,2968	55,2130	1,1367	0,6899	1,6679	1,1198	0,6899	12,224	1,1198	0,6899
$V_{^8\text{He}+n}$	1,3	*	1,25	0,65						

**Table A.1** – Paramétrisation des potentiels utilisés. La notation utilisée ici est la même que celle de l'équation A.32.

\* La valeur du profondeur du potentiel est ajustée pour chaque résonance.

1. La largeur de bin doit être choisie de façon compatible avec la vrai largeur de l'état résonant.

```

1  ** d+8He-->9He+P, Ed = 31. MeV [DWBA]
2  0.15      80.0   0.1   0.100   13.65   -1.13
3  00. 30.   +.00   F F
4  0 00.0      180.   0.5
5  0.00      1 4 0   00      .000   0.   0.001
6  1 1 0 0 1 3 0 0 0 1 0 0 1
7  2H      2.0141  1.      1 8-He   8.0339   2.
8  1.0   +1 0.   0.0      1 0.0   +1 0.00      F F
9  1-H     1.00782 1.0      5 9-He   9.04256   2.  -2.220
10 0.5   +1 0.   0.0      2 0.5   +1 0.30      F F
11   +1      2 0.5   -1 1.24      F F
12   +1      2 2.5   +1 2.19      F F
13   +1      2 1.5   +1 3.25      F F
14   +1      2 3.5   -1 4.6      F F
15
16 1 0 0   8.      0.0   1.15
17 1 1 7   1.
18 1 1 8      1.
19 1 1 8      1.
20 2 0 0      9.      1.2968
21 2 1 0 57.1826 1.1410 0.6899 1.3528 1.1279 0.6899
22 2 2 0      13.37 1.1279 0.6899
23 3 0 0 1.0      1.25
24 3 1 0 50.000 1.250 0.65
25 4 0 0      8.      1.3
26 4 1 0 60.      1.250 0.65
27 5 0 0      8.      1.2968
28 5 1 0 55.2130 1.1367 0.6899 1.6679 1.1198 0.6899
29 5 2 0      12.224 1.1198 0.6899
30 6 0 0      8.      1.3
31 6 1 0 102.775 1.250 0.65
32 7 0 0      8.      1.3
33 7 1 0 65.5      1.250 0.65
34 8 0 0      8.      1.3
35 8 1 0 61.4      1.250 0.65
36 9 0 0      8.      1.3
37 9 1 0 116.4   1.250 0.65
38 0
39 1 1 2 1 0 1 0 0.5 0.5 3 2.2245 1 1-90
40 2 1 2 2 0 2 0 0.5 0.5 4 0 0.3000 1 1-91
41 3 1 2 2 0 1 1 0.5 0.5 6 0 -0.9400 3 3-92-40 -3.0
42 4 1 2 2 0 1 2 0.5 2.5 7 0 -1.8900 3 3-93-40 -3.0
43 5 1 2 2 0 1 2 0.5 1.5 8 0 -2.9500 3 3-94-40 -3.0
44 6 1 2 2 0 1 3 0.5 3.5 9 0 -4.3000 3 3-95-40 -3.0
45
46 -2 1 7 1-1 5
47 1 1 1 1 1.0000
48 2 1 1 2 1.0000
49 2 2 1 3 1.0000
50 2 3 1 4 1.0000
51 2 4 1 5 1.0000
52 -2 5 1 6 1.0000
53 0 1 1
54 31.

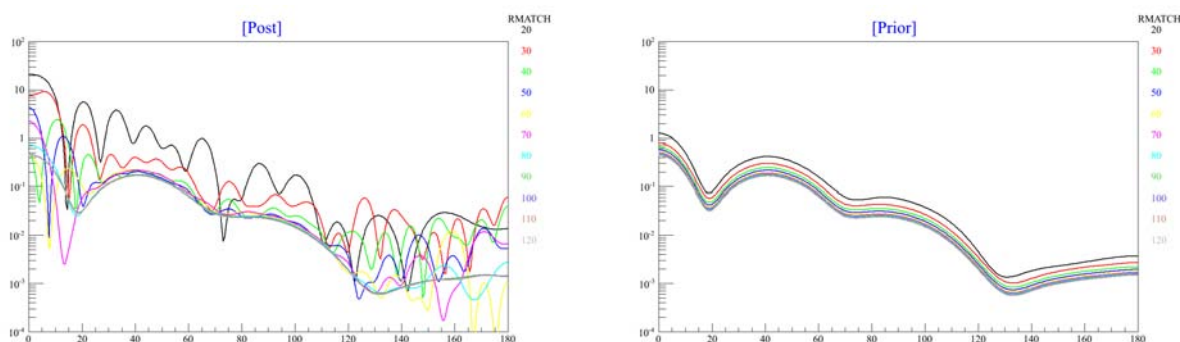
```

```

1  ** d+8He-->9He+P, Ed = 31. MeV CRC
2  0.15      80.0   0.1   0.100      19.80      -1.20
3  00. 30.   +.00   F F
4  0 00.0      180.   0.5
5  0.01      900 4 1 30      .000      0.   0.001
6  1 1 0 0 1 3 0 0 0 1 0 0 1
7  2H      2.0141  1.      1 8-He      8.0339      2.
8  1.0     +1 0.      0.0      1 0.0     +1 0.00      F F
9  1-H     1.00782 1.0      5 9-He     9.04256      2.     -2.220
10 0.5     +1 0.      0.0      2 0.5     +1 0.20      F F
11      +1      2 0.5     -1 1.24      F F
12      +1      2 1.5     +1 2.23      F F
13      +1      2 0.5     -1 3.63      F F
14      +1      2 0.5     -1 5.13      F F
15
16      1 0 0      8.      0.0      1.15
17      1 1 7      1.
18      1 1 8      1.
19      1 1 8      1.
20      2 0 0      9.      1.2968
21      2 1 0 57.1826 1.1410 0.6899 1.3528 1.1279 0.6899
22      2 2 0      13.37 1.1279 0.6899
23      3 0 0 1.0      1.25
24      3 1 0 50.000 1.250 0.65
25      4 0 0      8.      1.3
26      4 1 0 60.      1.250 0.65
27      5 0 0      8.      1.2968
28      5 1 0 55.2130 1.1367 0.6899 1.6679 1.1198 0.6899
29      5 2 0      12.224 1.1198 0.6899
30      6 0 0      8.      1.3
31      6 1 0 103.892 1.250 0.65
32      7 0 0      8.      1.3
33      7 1 0 70.075 1.250 0.65
34      8 0 0      8.      1.3
35      8 1 0 27.410 1.250 0.65
36      9 0 0      8.      1.3
37      9 1 0 27.26 1.250 0.65
38 0
39      1      1 2 1 0 1 0 0.5 0.5 3      2.2245 1 1
40      2      1 2 2 0 2 0 0.5 0.5 4 0 0.2000 1 1
41      3      1 2 2 0 1 1 0.5 0.5 6 0 -1.0400 3 3 0-40 -3.0
42      4      1 2 2 0 1 2 0.5 1.5 7 0 -2.0300 3 3 0-40 -3.0
43      5      1 2 2 0 1 1 0.5 0.5 8 0 -3.4300 3 3-94-40 -3.0
44      6      1 2 2 0 1 1 0.5 0.5 9 0 -4.9300 3 3-95-40 -3.0
45
46      +2      1      7 1-2 5
47      1      1      1      1 1.0000
48      2      1      1      2 0.30
49      2      2      1      3 0.17
50      2      3      1      4 0.17
51      2      4      1      5 0.36
52      -2      5      1      6 0.98
53      0      1      1
54 31.

```

Nous avons effectué un test pour comparer les formes “post” et “prior” pour le calcul CRC. En revanche, nous remarquons que la forme “post” n’est stable qu’à partir d’une valeur de “RMATCH” (qui est la valeur maximale de l’intégrale de la fonction d’onde) de 100. La forme “prior” est stable pour toutes les valeurs de “RMATCH”. Cela peut être compris par le fait que la méthode expliquée précédemment pour calculer la fonction d’onde en intégrant un “paquet” d’onde sur une portée très large. Donc, nous avons besoin d’une valeur de “RMATCH” assez grande.



**Figure A.3** – Comparaison entre la forme “prior” et la forme “post” pour le calcul CRC.

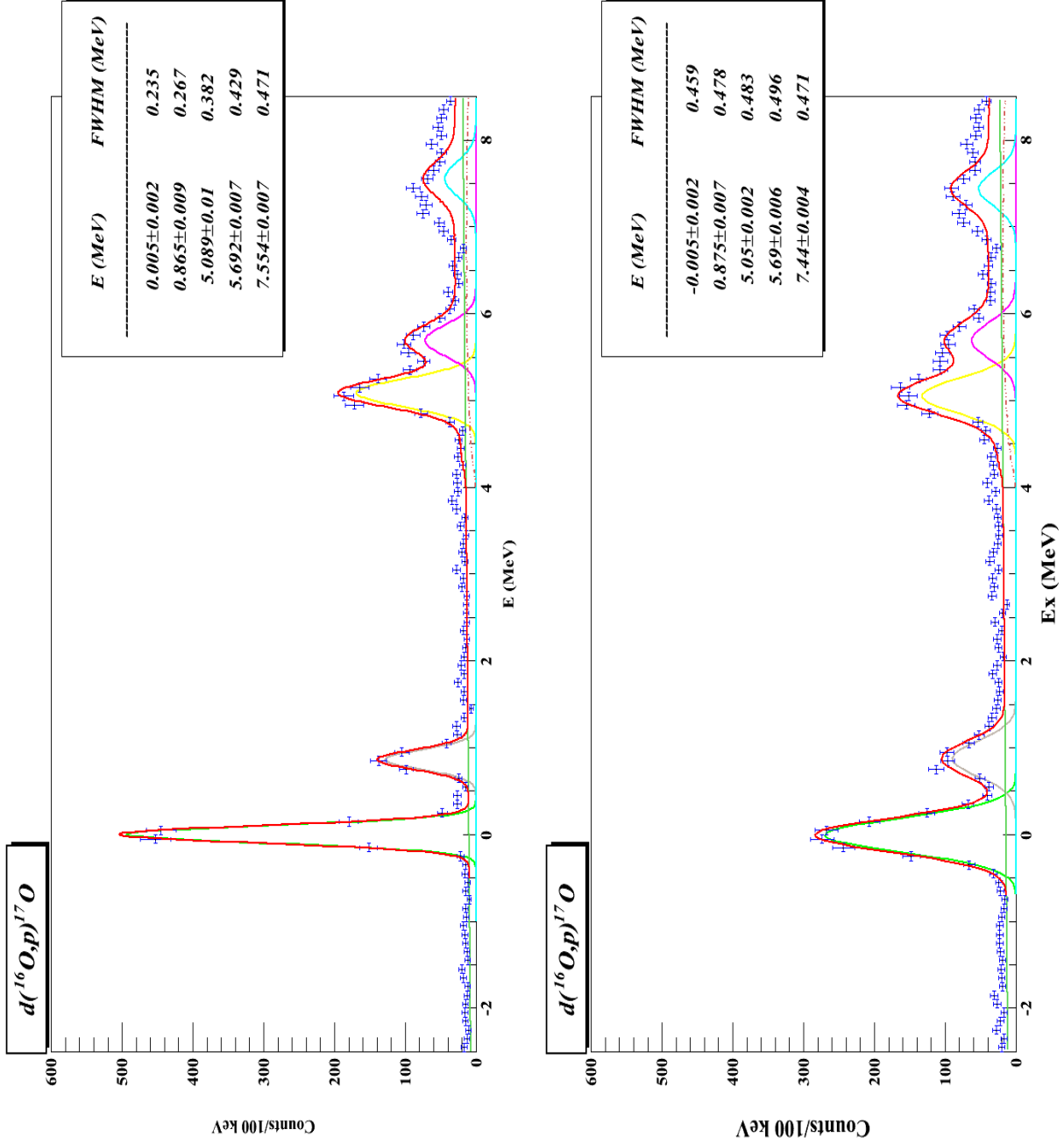


## **Influence de l'utilisation des détecteurs CATS sur la résolution en énergie**

Nous discutons ici de l'importance de la mesure des trajectoires des particules incidentes avec le détecteur de faisceau CATS. Les résultats montrés précédemment sont obtenus en utilisant le détecteur CATS : nous prenons en compte la trajectoire des particules incidentes et mettons des conditions sur les événements dans la cible. Nous avons refait la même analyse mais sans corriger de l'angle d'incidence des particules du faisceau en supposant que la réaction a eu lieu au centre de la cible (l'origine du repère du laboratoire) et que le faisceau est parallèle à l'axe  $z$ .

La figure (B.1) présente les résultats obtenus avec l'utilisation des deux CATS (a) en comparaison avec les résultats obtenus sans que nous prenions en compte ces détecteurs (b). Dans le premier cas, nous remarquons que nous perdons 14 % de statistique sur le nombre des particules détectées dans l'ensemble MM1-4.

Le tableau (B.1) nous montre l'effet de l'utilisation des détecteurs CATS sur la résolution des pics. Nous observons ici que l'utilisation de ces deux détecteurs améliore grandement (d'environ facteur 2) la mesure de l'énergie des états et rend la résolution en énergie deux fois meilleure.



**Figure B.1** – Énergie de  $^{17}\text{O}$  obtenue à partir de l'énergie du proton et de son angle dans le laboratoire. (a) En utilisant les deux détecteurs CATS. (b) Sans l'utilisation des deux détecteurs CATS.

	Avec CATS		Sans CATS	
	E (keV)	FWHM (keV)	E (keV)	FWHM (keV)
Fondamental	$5 \pm 2$	$235 \pm 5$	$5 \pm 2$	$459 \pm 10$
1 <sup>er</sup> état excité	$865 \pm 9$	$267 \pm 15$	$875 \pm 7$	$478 \pm 25$
2 <sup>ème</sup> état excité	$5089 \pm 10$	$382 \pm 16$	$5050 \pm 2$	$483 \pm 26$
3 <sup>ème</sup> état excité	$5692 \pm 7$	$429 \pm 38$	$5690 \pm 6$	$496 \pm 48$
4 <sup>ème</sup> état excité	$7554 \pm 7$	$471 \pm 4$	$7440 \pm 4$	$471 \pm 7$

**Table B.1** – Comparaison entre les énergies des états d' $^{17}\text{O}$  et les largeurs à mi-hauteur en utilisant les détecteur CATS pour déterminer l'angle d'incidence du faisceau sur la cible et sans utiliser ces détecteurs.

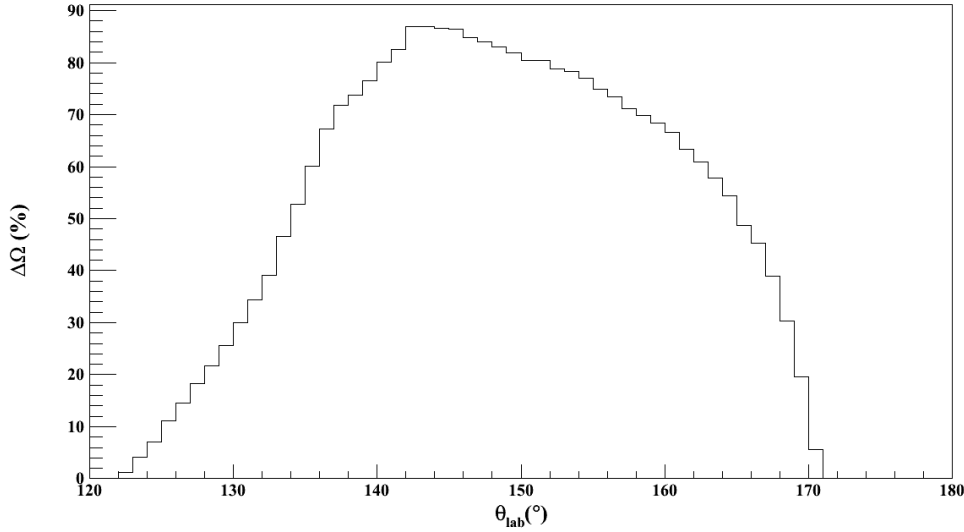


## Simulation

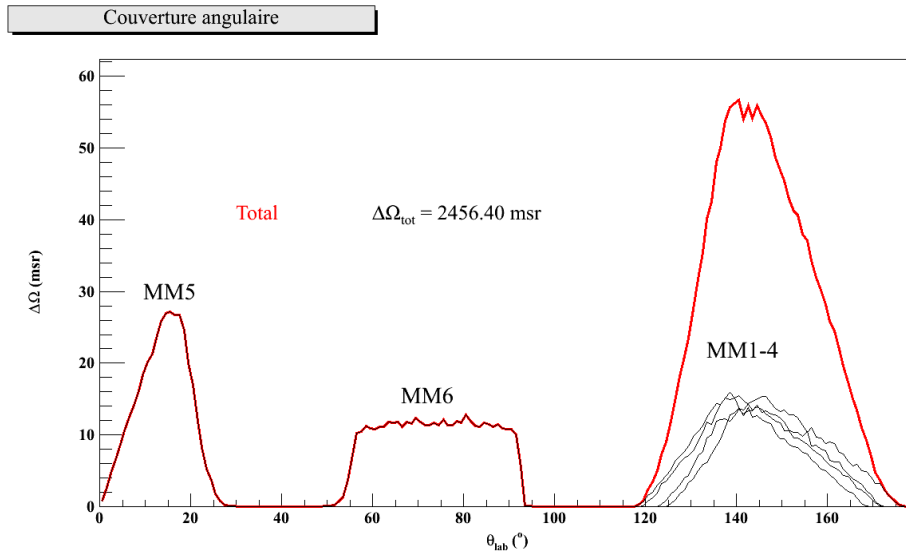
Nous avons utilisé un programme de simulation Monte-Carlo développé spécifiquement pour le télescope MUST [Jou01]. Ce programme a été adapté pour le programme ROOT [Bru97]. Il a été développé pour intégrer la géométrie de la détection et le calcul de l'angle solide [Ska04]. Il prend en compte la décroissance du noyau dans la voie finale par émission de particule avec un calcul de l'espace de phase. Le programme est conçu pour prendre en compte les caractéristiques des faisceaux radioactifs pour lesquels la valeur d'émittance est importante (plus de  $5 \pi$  mm.mrad). La position des deux détecteurs CATS peut être fournie au programme afin de reconstruire la position au niveau de la cible en tenant compte de la résolution en position et en temps de vol pour les deux détecteurs. La perte d'énergie est prise en compte dans l'épaisseur de la cible. De plus, la perte d'énergie dans les divers détecteurs peut être calculée. La distribution angulaire d'une section efficace spécifique pour chaque réaction est fournie par un fichier externe avec la normalisation. Les noyaux dans la voie finale sont définis avec leurs énergies d'excitation et pour les états non liés une largeur de forme Breit-Wigner est attribuée. La trajectoire de la particule légère résultant de la réaction sur la cible jusqu'à sa détection est calculée. La perte d'énergie dans la zone morte du télescope MUST2 est prise en compte afin de déterminer l'énergie déposée dans le télescope. Nous pouvons ensuite reconstruire l'énergie d'excitation du noyau d'intérêt en utilisant la même procédure que pour les vrais événements physiques.

L'efficacité géométrique de la détection simulée pour les quatre télescopes MUST2 à l'arrière de la cible est présentée sur la figure C.1. Nous avons effectué un tirage aléatoire dans l'intervalle angulaire dans le laboratoire  $120^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ . Nous obtenons une efficacité maximale de détection pour notre dispositif de 86% pour les angles arrière de la cible. La figure C.2 montre la couverture angulaire pour tous les télescopes MUST2. La géométrie de l'expérience E473s est présentée sur la figure C.3 pour les six télescopes MUST2. La position de chaque télescope est déterminée en utilisant les valeurs fournies par le géomètre. La figure C.4 montre les résultats de la simulation de la cinématique de la réaction  $d(^8\text{He}, p)^9\text{He}$  à 15,4 MeV/nucléon sur une cible de  $CD_2$  de  $320 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'épaisseur. Avec le dispositif expérimental choisi, les protons émis à l'arrière peuvent

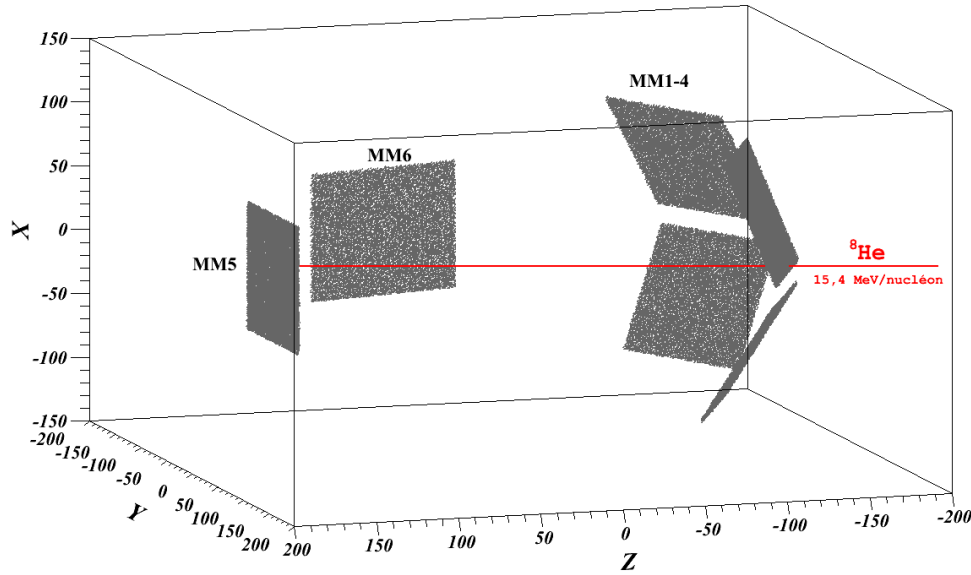
être détectés dans l'intervalle angulaire  $120^\circ - 180^\circ$  dans le laboratoire et le deuton résultant de la diffusion élastique  $d(^8\text{He}, d')^8\text{He}$  peut être détecté dans l'intervalle angulaire  $55^\circ - 85^\circ$  dans le laboratoire. Les noyaux d' $^8\text{He}$  composant le faisceau qui ont subi une diffusion élastique ou qui résultent de la décroissance de l' $^9\text{He}$  après un transfert du neutron, sont émis à petits angles, vers l'avant dans le laboratoire.



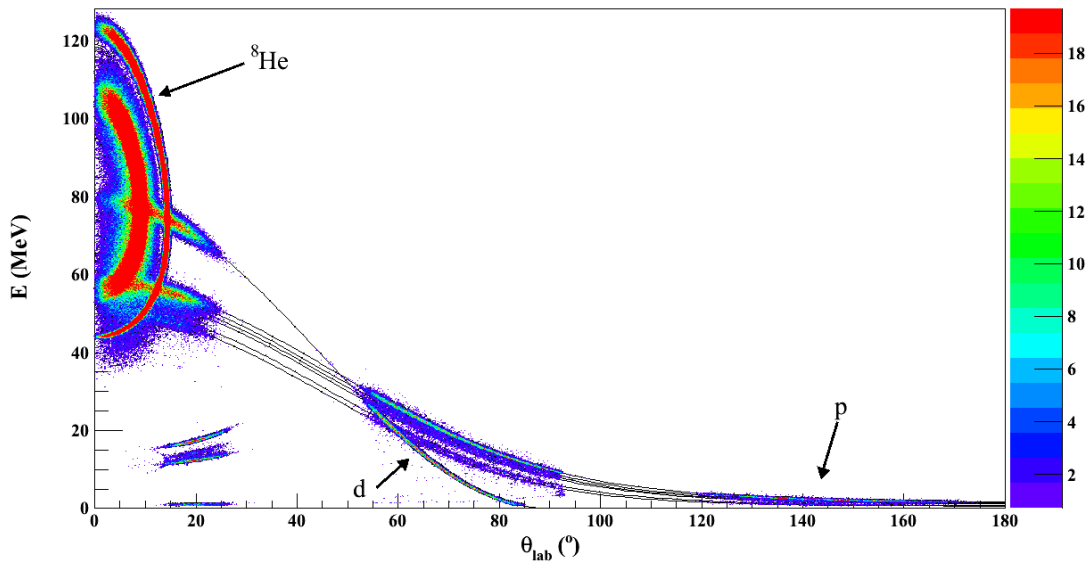
**Figure C.1** – Efficacité géométrique de détection pour les quatre télescopes MM1-4 à l'arrière de la cible.



**Figure C.2** – Calculs de l'angle solide pour les six télescopes MUST2 en fonction de l'angle du laboratoire



**Figure C.3** – Simulation de la détection pour la configuration géométrique de six télescopes MUST2 utilisés lors de l'expérience E473s. Le faisceau d' $^8\text{He}$  à 15.5 MeV/A passe entre les quatre télescopes MUST2 à l'arrière de la cible (couverture angulaire  $120^\circ - 180^\circ$ ) pour arriver au télescope MM5 à  $0^\circ$  qui est protégé par un détecteur plastique. Pour la diffusion élastique nous avons utilisé le télescope MM6 à  $65^\circ$ .



**Figure C.4** – Simulation de la cinématique de la réaction  $d(^8\text{He},p)^9\text{He}$  à 15,4 MeV/nucléon. Les protons peuvent être détectés dans l'intervalle angulaire  $(120^\circ, 180^\circ)$  dans le laboratoire. La diffusion élastique peut être détectée dans l'intervalle angulaire  $(55^\circ, 85^\circ)$  dans le laboratoire.



## Électronique de l'expérience E473s

Nous présentons ici les schémas électroniques <sup>1</sup> associé au dispositif expérimental réalisé lors de notre expérience.

Les notations utilisées sur les schémas électroniques ont les significations suivantes :

- HF Haute Fréquence.
- QDC (Charge to Digital Converter) utilisé pour le codage des charges. Permet de reconstruire la position sur les détecteurs CATS.
- VISU envoie les signaux dans la salle d'acquisition pour les visualiser à l'oscilloscope.
- TAC (Time to Amplitude Converter) utilisé pour convertir le temps en amplitude, avec deux entrées : start et stop.
- ADC (Analog to Digital Converter) produit un nombre numérique proportionnel à l'amplitude de la pulsation d'entrée.
- TDC (Time to Digital Converter) codeur de temps, produit un nombre numérique proportionnel au temps écoulé entre un temps de référence et le temps d'arrivée du signal d'intérêt.
- FIFO (Fan In, Fan Out) module de distribution d'entrée-sortie.
- FAG Fast Analysis Gate, signal délivré par le GANIL Master Trigger (GMT).

Les figures D.1 et D.3 représentent les schémas électroniques pour les détecteurs CATS1 et CATS2 respectivement. Chaque détecteur CATS fournit les signaux de position du faisceau ( $Q_{pistes}$ ) et le signal de temps ( $Q_{anode}$ ) en prenant comme références les TAC des cartes MUVI de MUST2.

---

1. Tous les schémas électroniques présentés ici sont extrait de [Mou08] pour l'expérience E525s qui a utilisée le même dispositif que le nôtre. Les réactions étudiées étaient :  ${}^8\text{He}(p, \frac{t}{d})$ . Les quatre télescopes MUST2 avaient été montés aux angles avant dans le laboratoire.

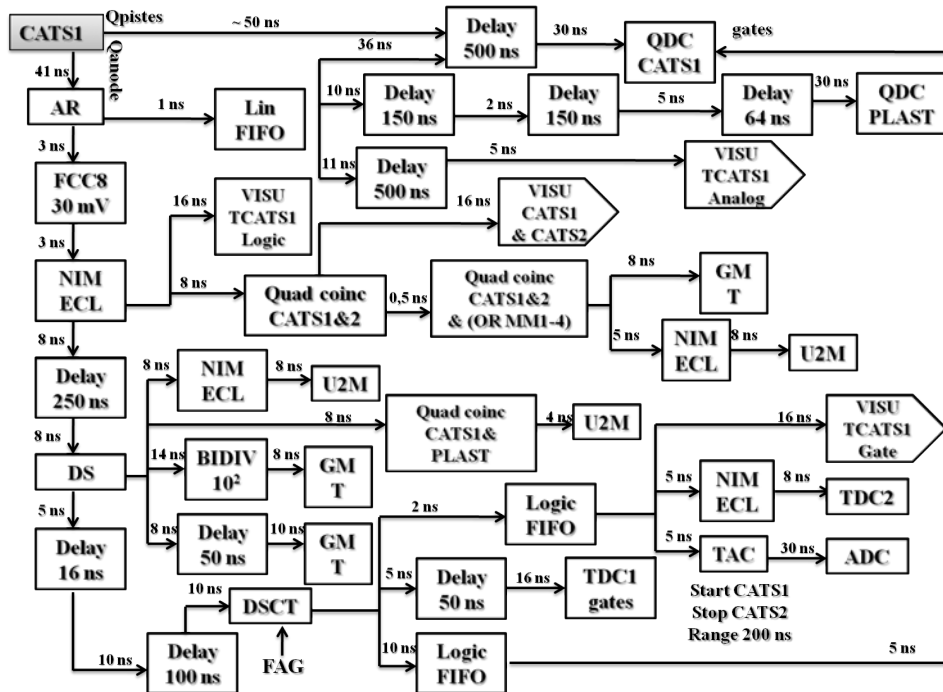


Figure D.1 – Schémas des chaînes électroniques associées au détecteur CATS1.

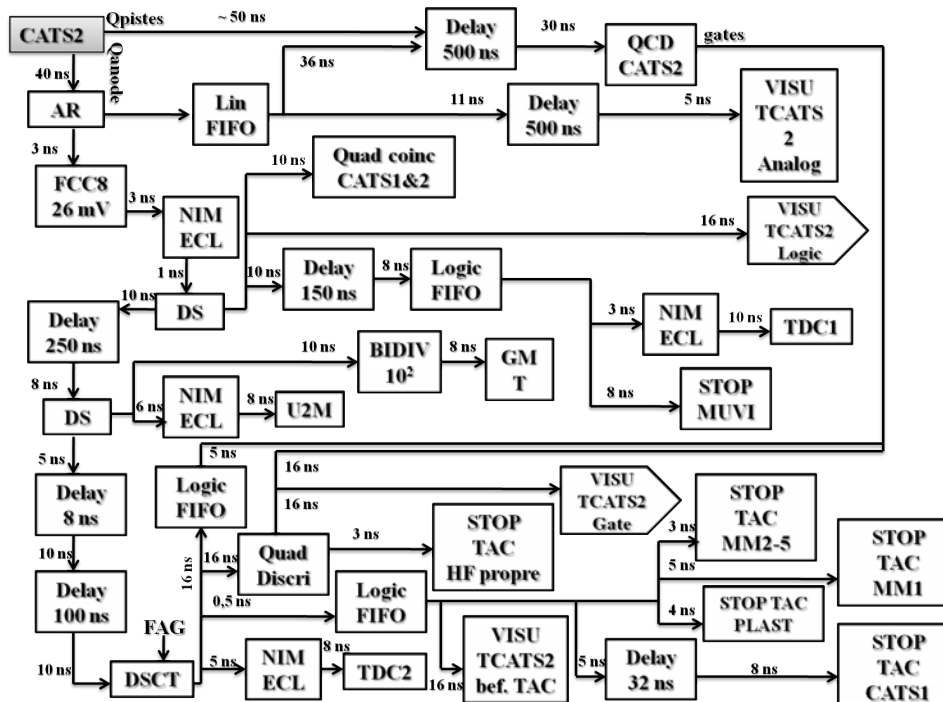
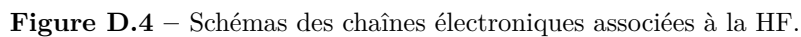
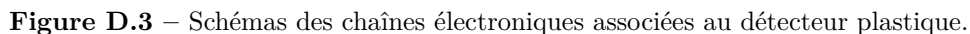


Figure D.2 – Schémas des chaînes électroniques associées au détecteur CATS2.





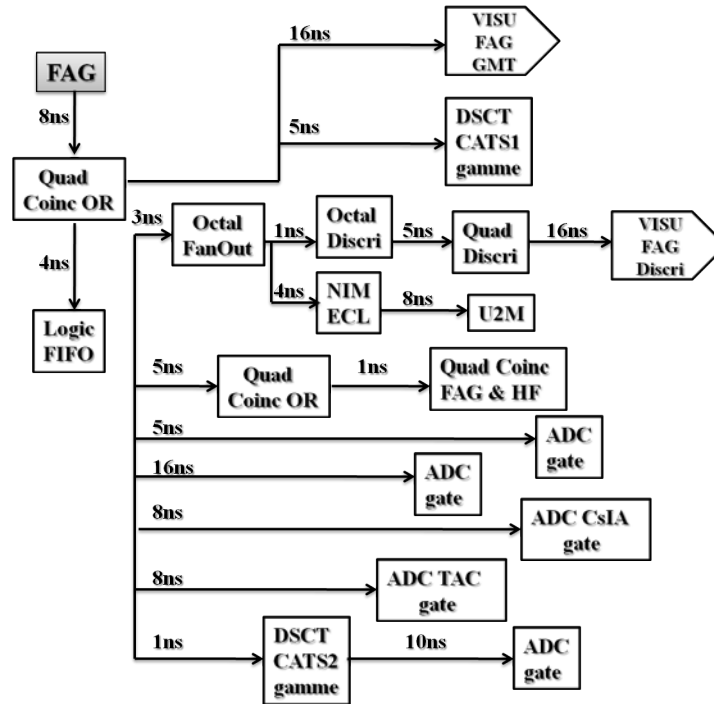


Figure D.5 – Schémas des chaînes électroniques associées à la FAG.

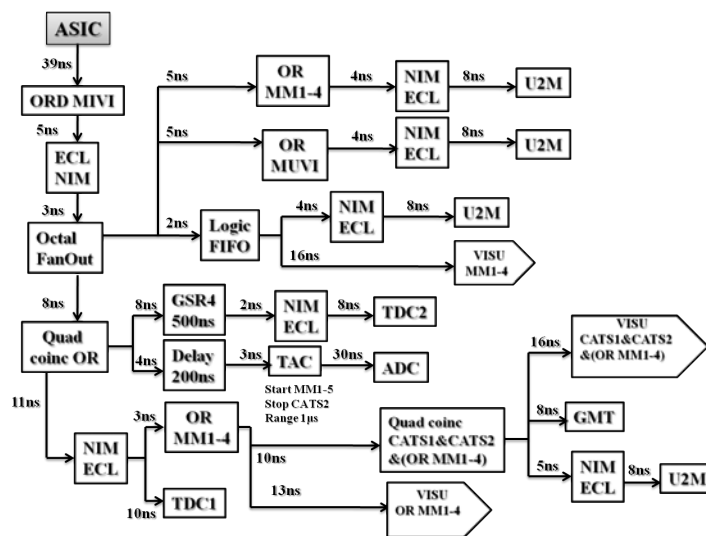


Figure D.6 – Schémas des chaînes électroniques associées aux ASICs.

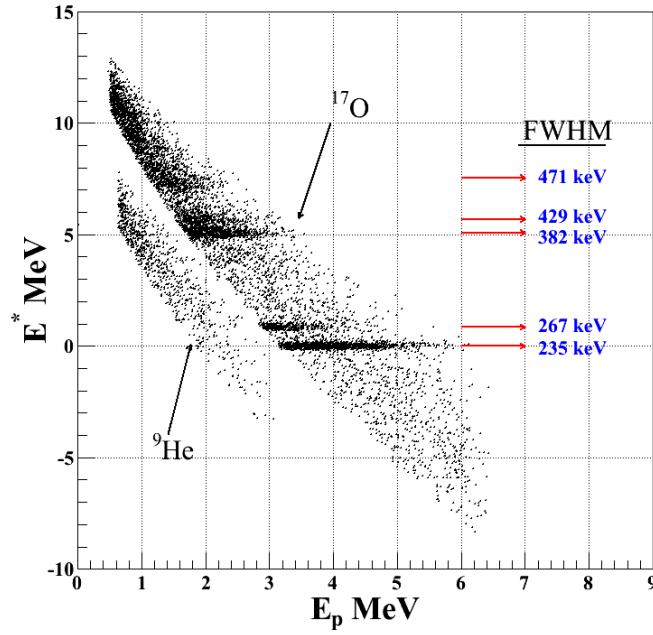
## La résolution expérimentale

Nous avons trouvé dans le chapitre 5 que la résolution expérimentale pour l'état fondamental de  $^{17}\text{O}$  est de  $235 \pm 5$  keV (FWHM) correspondant à des protons d'énergies autour de 6 MeV. Pour déterminer la résolution expérimentale correspondant aux états excités de  $^9\text{He}$  nous avons cherché la dépendance entre l'énergie du proton et l'énergie d'excitation. Nous présentons sur la figure E.1 l'énergie d'excitation de  $^{17}\text{O}$  et de  $^9\text{He}$  en fonction de l'énergie du proton. Nous remarquons sur cette figure que l'énergie des protons qui conduit à une énergie d'excitation de l'état fondamental de  $^9\text{He}$  correspond à des énergies d'excitation de  $^{17}\text{O}$  comprises entre le premier et le deuxième état excité, dont la résolution est entre 267 et 382 keV (FWHM), tandis que les énergies d'excitation les plus élevées de  $^9\text{He}$  correspondent globalement aux états compris entre 5 et 7 MeV de  $^{17}\text{O}$ , dont la résolution est inférieure à 471 keV (FWHM). Cependant, ces résolutions sont les valeurs maximales que nous pouvons adopter pour les états excités de  $^9\text{He}$  car nous savons que la perte d'énergie du faisceau d' $^{16}\text{O}$  est plus importante que celle du faisceau d' $^8\text{He}$ . De plus, toutes les mesures faites pour le faisceau d' $^{16}\text{O}$  ont utilisé uniquement la cible  $\text{CD}_2$  de  $546 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , tandis que pour le faisceau d' $^8\text{He}$  les mesures ont été effectuées en utilisant deux cibles  $\text{CD}_2$  de 320 et de  $546 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Pour ces raisons nous avons pris, dans nos analyses du spectre d' $^9\text{He}$ , la résolution de l'état autour de  $E_{ex} \sim 0$  MeV, égale à 285 keV (FWHM). Pour les autres états excités, nous avons utilisé les paramètres de l'ajustement des résolutions expérimentales extraites du spectre d'énergie d'excitation d' $^{17}\text{O}$ . Cet ajustement est présenté sur la figure E.2.

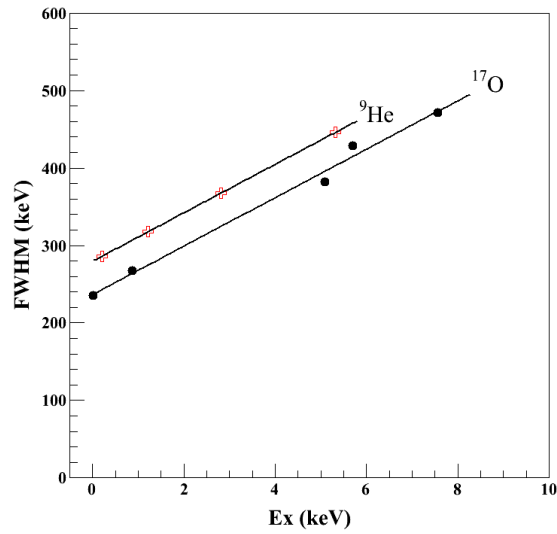
Nous avons effectué des simulations pour vérifier l'effet de la perte d'énergie dans les deux cibles sur la résolution. La simulation prend en compte la perte d'énergie du faisceau dans la cible<sup>1</sup>. Les pertes d'énergie, pour les particules du faisceau et pour les protons émis à l'arrière de la cible, ont été calculées au long de la cible (en utilisant le code SRIM [Zie]). Les résultats de la simulation sont montrés dans la figure E.3 : ils présentent la différence entre l'énergie mesurée du proton et l'énergie du proton à l'émission

1. L'angle d'incidence du faisceau sur la cible n'est pas pris en compte.

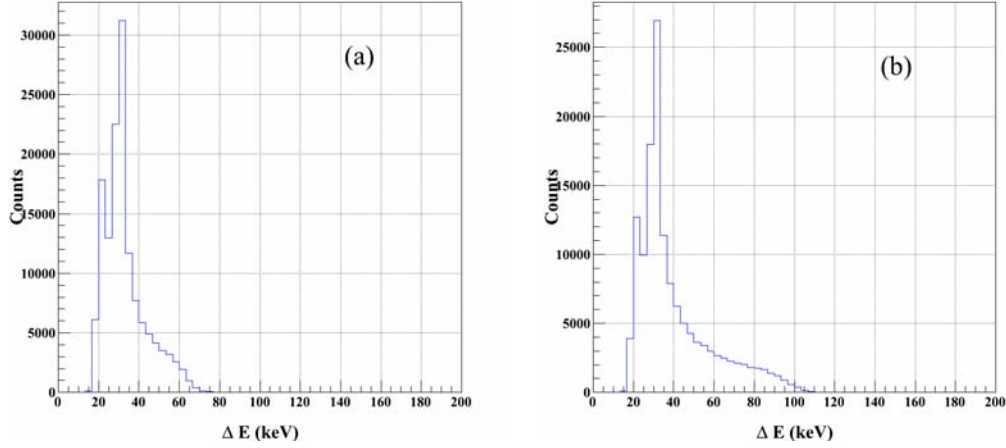
(reconstruction théorique).



**Figure E.1** – Énergie d'excitation en fonction de l'énergie du proton pour les réactions  $d(^{16}\text{O}, p)^{17}\text{O}$  et  $d(^8\text{He}, p)^9\text{He}$ .



**Figure E.2** – Résolution expérimentale pour l' $^{17}\text{O}$  et pour l' $^9\text{He}$  en fonction de l'énergie d'excitation. Les valeurs de l' $^{17}\text{O}$  (●) sont les valeurs expérimentales et les valeurs de l' $^9\text{He}$  sont celles obtenues de l'hypothèse [2] voir (6.4.1).



**Figure E.3** – Simulation de la différence entre l'énergie du proton issu de la réaction  $d(^8\text{He}, p)^9\text{He}$  (a) cible de  $320 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  et (b) cible de  $546 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  avant et après la correction d'énergie au long de son passage dans les deux cibles.

Notons ici que le calcul de la perte d'énergie utilisé pendant l'analyse des données physiques a considéré que la réaction a eu lieu au centre de la cible. Ce qui revient à moyenner les effets de perte d'énergie dans la cible.

Enfin, nous pouvons déduire l'effet de l'utilisation de deux cibles sur la résolution du spectre d'énergie d'excitation. La figure E.3 montre que la différence de perte d'énergie des protons de haute énergie entre les deux cibles est négligeable (pic centré à 30 keV dans les deux cas). Pour les protons de basse énergie qui correspondent à la queue de distribution des spectres de la figure E.3, la différence de perte d'énergie est au maximum de 30 keV entre les deux cibles. Par ailleurs, nous constatons sur la figure E.1 que pour l' $^9\text{He}$  une gamme d'énergie du proton de 1 MeV correspond à une gamme d'énergie d'excitation de 5 MeV. Donc la différence de perte d'énergie entre les deux cibles, et par conséquent l'augmentation de largeur en énergie due à la sommation des deux types de mesure, est au maximum de  $30\text{keV} \times 5 = 150 \text{ keV}$ . Cette valeur est à comparer (quadratiquement) à la résolution expérimentale observée pour les états de haute énergie qui est supérieure à 400 keV, et est donc négligeable.



## Bibliographie

- [Aks08] Yu. Aksyutina, *et al.*,  
*Lithium isotopes beyond the drip line*,  
Phys. Lett. B **666** (2008), 430–434.
- [Alf07] H. Alfalou,  
*Étude de la structure des noyaux non liés  ${}^7,9\text{He}$  et  ${}^{10}\text{Li}$* ,  
Thèse Doctorat, Université de CAEN BASSE-NORMANDIE (2007).
- [Ali06] I. P. Aliseda,  
*New developments on preparation of cooled and bunched radioactive ion beams at ISOL-facilities : the ISCOOL project and the rotating wall cooling*,  
Thèse de doctorat, Université Polytechnique de Catalogne et CERN (2006).
- [Alt67] J. L. Alty, *et al.*,  
*A study of the  ${}^{16}\text{O}(d,p){}^{17}\text{O}$  reaction*,  
Nucl. Phys. A **97** (1967), 541–560.
- [Ann87] R. Anne,  
*The achromatic spectrometer LISE at GANIL*,  
NIM A **257** (1987), 215–232.
- [Ann97] Rémy Anne,  
*SISSI at GANIL*,  
Nucl. Instr. and Meth. B **126** (1997), 279–283.
- [Aoy97] S. Aoyama, *et al.*,  
*Resonances in  ${}^9\text{He}$  and  ${}^{10}\text{He}$* ,  
Phys. Rev. C **55** (1997), 2379–2384.
- [AS77] F. Ajzenberg-Selove, *et al.*,  
*Energy levels of light nuclei  $A = 16-17$* ,  
Nucl. Phys. A **281** (1977), 1–148.

- [Bar85] L. S. Barabash, *et al.*,  
*A study of the detection accuracy of proportional chambers with cathode read-out*,  
Nucl. Instr. and Meth. A **236** (1985), 271–273.
- [Bar03] P. Baron, *et al.*,  
*MATE, a single front-end ASIC for silicon strip, Si(Li) and CsI detectors.*,  
DAPNIA-03-271 (2003).
- [Bar04] F. C. Barker,  
*level widths in  $^9\text{He}$  and  $^{10}\text{He}$* ,  
Nuc. Phys. A **741** (2004), 42–51.
- [Blu99] Y. Blumenfeld, *et al.*,  
*MUST : à silicon strip detector array for radioactive beam experiments*,  
Nucl. Instr. and Meth. A **421** (1999), 471.
- [Boh88] H. G. Bohlen, *et al.*,  
*Spectroscopy of  $^9\text{He}$  with the ( $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{O}$ )-Reaction on  $^9\text{Be}$* ,  
Z. Phys. A **330** (1988), 227–228.
- [Boh99] H. G. Bohlen, *et al.*,  
*Spectroscopy of Exotic Nuclei with Multi-Nucleon Transfer Reactions*,  
Prog. Part. Nucl. Phys. **42** (1999), 17–26.
- [Bre36] G. Breit, and E. P. Wigner  
*Capture of Slow Neutrons*,  
Phys. Rev. **49** (1936), 519.
- [Bre40] G. Breit,  
*The Interpretation of Resonances in Nuclear Reactions*,  
Phys. Rev. **58** (1940), 506–537.
- [Bre82] A. Breskin,  
*Progress in low-pressure gaseous detectors*,  
Nucl. Instr. and Meth. **196** (1982), 11 – 21.
- [Bro63] G. E. Brown, *et al.*,  
*Single particle strengths in nuclei*,  
Nucl. Phys. **45** (1963), 164–176.
- [Bro66] G.E. Brown, and a.m. green  
*Even parity states of  $^{16}\text{O}$  and  $^{17}\text{O}$* ,  
Nucl. Phys. **75** (1966), 401–417.
- [Bru97] R. Brun, F. rademaker  
*ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*,  
NIM A (1997), 81.
- [But50] S. T. Butler,  
*On Angular Distribution from (d,p) and (d,n) Nuclear Reactions*,  
Phys. Rev. **80** (1950), 1095.



- [But51] S. T. Butler.,  
*Angular Distributions from (d,p) and (d,n) Nuclear Reactions*,  
Proc. R. Soc. Lond. A **208** (1951), 559–579.
- [Cau02] E. Caurier, *et al.*,  
*ab initio shell model for  $A=10$  nuclei*,  
Phys. Rev C **66** (2002), 024314.
- [Cha68] G. Charpak, *et al.*,  
*The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles*,  
Nucl. Instr. And Meth. **62** (1968), 262–268.
- [Cha07] F. Chautard, *et al.*,  
*Status report on GANIL-SPIRAL1.*,  
18th International conference on cyclotrons and their applications **Giardini-Naxos Italy** (2007).
- [Che00] L. Chen,  
*Observation of initial and final-state effects in the systems  $(^6\text{He}+n)$ ,  $(^8\text{He}+n)$ , and  $(^9\text{Li}+n)$* , Ph.D. thesis,  
Michigan State University, 2000.
- [Che01] L. Chen, *et al.*,  
*Evidence for an  $l=0$  ground state in  $^9\text{He}$* ,  
Phys. Lett. B **505** (2001), 21–26.
- [Coo74] M. D. Cooper, *et al.*,  
*Deuteron stripping to the single particle states of the  $^{17}\text{O}$* ,  
Nucl. Phys. A **218** (1974), 249–273.
- [Dar73] S.E. Darden, *et al.*,  
*Study of (d,p) reactions to unbound states of  $^{13}\text{C}$  and  $^{17}\text{O}$* ,  
Nucl. Phys. A **208** (1973), 77–92.
- [Dem03] C.E. Demonchy,  
*Étude de réactions et d'états isobariques analogues dans le système  $8\text{he}+p$  À basse Énergie À l'aide de la cible active maya*,  
Thèse de doctorat, Université de Caen (2003).
- [Des10] P. Descouvemont, *et D. Baye*  
*The R-matrix Theory*,  
arXiv **1001.0678v1** (2010).
- [Deu68] J.P. Deutsch, *et al.*,  
*Hyperfine effect in the mu-mesonic  $^{11}\text{B}$  atom and information on  $^{11}\text{Be}$  from muon capture measurements*,  
Phys. Lett. B **28** (1968), 178–181.
- [For07] S. Fortier, *et al.*,  
*Search for resonances in  $^4\text{n}$ ,  $^7\text{H}$  and  $^9\text{He}$  via transfer reactions*,  
AIP Conf. Proc. **912** (2007), 3–12.

- [Gau05] L. Gaudefroy,  
*Étude de la fermeture de couches  $N = 28$  : implication  $\beta\gamma$  de noyaux riches en neutrons*,  
Thèse Doctorat, Université de Paris XI (2005).
- [Gle04] N. K. Glendenning, *et al.*,  
*Direct Nuclear Reactions*,  
World Scientific (2004).
- [Gol07] M. S. Golovkov, *et al.*,  
*New insight into the low-energy  $^9\text{He}$  spectrum.*,  
Phys. Rev. C **76** (2007), 021605(R).
- [Id 04] R. Id Betan, *et al.*,  
*A shell model representation with antibound states*,  
Physics Letters B **584** (2004), 48 – 57.
- [Jep06] H.B. Jeppesen, *et al.*,  
*Study of  $^{10}\text{Li}$  via the  $^9\text{Li}(^2\text{H},p)$  reaction at REX-ISOLDE.*,  
Phys. Lett. B **642** (2006), 449.
- [Joa75] C. J. Joachain,  
*Quantum Collision Theory*,  
NORTH-HOLLAND PUBLISHING COMPANY, (AMSTERDAM & LTD.-  
OXFORD (1975).
- [Joh10] H.T. Johansson, *et al.*,  
*The unbound isotopes  $^9,^{10}\text{He}$* ,  
Nucl. Phys. A **842** (2010), 15–32.
- [Jou01] B. Jouanne,  
*Étude de la structure des isotopes de carbone déficients en neutron :  $^{10}\text{C}$  et  $^{11}\text{C}$  ;  
Diffusions élastiques et inélastiques sur cible de protons.*,  
Thèse de doctorat, Université Paris VI, DAPNIA/SPhN-01-01T (2001).
- [Kea73] P. W. Keaton, *and D. D. Armstrong*,  
*Deuteron Optical Potential with a Tensor Term and Breakup*,  
Phys. Rev. C **8** (1973), 1692–1701.
- [Kee09] N. Keeley, *et al.*,  
*Elastic scattering and reactions of light exotic beams*,  
Prog. Part. Nucl. Phys. **63** (2009), 396–447.
- [Kee10] N. Keeley,  
*Discutions privée.*
- [Kit93] H. Kitagawa, , *H. Sagawa*,  
*Isospin dependence of kinetic energies in light neutron-rich nuclei*,  
Nucl. Phys. A **551** (1993), 16–34.

- [Kra88] Kenneth S. Krane,  
*INTRODUCTORY NUCLEAR PHYSICS*,  
John Wiley (1988).
- [Kry93] R.A. Kryger, *et al.*,  
*Neutron decay of  $^{10}\text{Li}$  produced by fragmentation*,  
Phys. Rev. C **47** (1993), R2439.
- [Lan58] A. M. Lane, *R. g. thomas*,  
*R-Matrix Theory of Nuclear Reactions*,  
Rev. of Modern Phys. **30** (1958), 257.
- [Lau95] K. Lau, *J. Pyrlik*,  
*Optimization of centroid-finding algorithms for cathode strip chambers*,  
Nucl. Inst. Meth. A **366** (1995), 298–309.
- [Leo94] W. R. Leo,  
*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*,  
Second edition, Springer-Verlag (1994).
- [LIS] LISE++,  
(V9.1.1), *Simulation of fragment separators*,  
<http://groups.nscl.msu.edu/lise/lise.html>.
- [Mac68] K. W. Macvoy,  
*VIRTUAL STATES AND RESONANCES*,  
Nun. Phys. A **115** (1968), 481–494.
- [Mes60] A. Messiah,  
*Mécanique quantique (Tome II)*,  
DUNOD (1960).
- [Mes62] A. Messiah,  
*Mécanique quantique (Tome I)*,  
DUNOD (1962).
- [Mic03] N. Michel, *et al.*,  
*Gamow shell model description of weakly bound nuclei and unbound nuclear states*,  
Phys. Rev. C **67** (2003), 054311.
- [Mit97] W. Mitting, *et al.*,  
*Mass Measurement far from Stability*,  
Annu. Rev. Nucl. Sci. **47** (1997), 27.
- [Mou08] X. Mougeot,  
*Spectroscopie des noyaux exotiques  $^6\text{He}$ ,  $^7\text{He}$  avec les télescopes à pistes MUST2 et le faisceau SPIRAL d' $^8\text{He}$* ,  
Université Paris 7, **IRFU-08-06-T** (2008).
- [Naq68] I.M. Naqib, *and l.l. green*  
*ABSOLUTE CROSS SECTIONS OF THE  $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$  REACTION AND*

- SPECTROSCOPIC FACTORS OF STATES IN  $^{17}\text{O}$* ,  
Nucl. Phys. A **112** (1968), 76–84.
- [NND] NNDC,  
<http://www.nndc.bnl.gov/chart/getdataset.jsp?nucleus=170&unc=nds>.
- [Nor04] G. Normand,  
*Étude des corrélations dans les noyaux légers riches en neutrons*,  
Thèse Doctorat, Université de CAEN BASSE-NORMANDIE (2004).
- [Oer95] W.von Oertzen,  
*Nuclear structure studies of very neutron-rich isotopes of  $^{7-10}\text{He}$ ,  $^{9-11}\text{Li}$  and  $^{12-14}\text{Be}$  via two-body reactions*,  
Nucl. Phys. A **588** (1995), c129–c134.
- [Ogl95] A. A. Ogloblin,  
*On the structure of  $^9\text{He}$  nucleus*,  
Z. Phys. A **351** (1995), 355–356.
- [Ots01] T. Otsuka, *et al.*,  
*Magic Numbers in Exotic Nuclei and Spin-Isospin Properties of the NN Interaction*,  
Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 082502.
- [Ott99] S. Ottini, *et al.*,  
*CATS, a low pressure multiwire proportionnal chamber for secondary beam tracking at GANIL*,  
Nucl. Instr. and Meth. A **431** (1999), 476–484.
- [Pei06] J. C. Pei, *et al.*,  
*Deformation effects on the structures of  $N = 7$  halo nuclei*,  
Nuc. Phys. A **765** (2006), 29–38.
- [Pie01] S. C. Pieper, *et al.*,  
*Realistic models of pion-exchange three-nucleon interactions*,  
Phys. Rev C **64** (2001), 014001.
- [Pie02] S. C. Pieper, *et al.*,  
*Quantum Monte Carlo calculations of  $A=9,10$  nuclei*,  
Phys. Rev. C **66** (2002), 044310.
- [Pol05] E. Pollacco, *et al.*,  
*MUST2 : A new generation array for direct reaction studies*,  
Eur. Phys. J. A **25** (2005), 287–288.
- [Pop85] N. A. F. M. Poppelier, *et al.*,  
*Properties of exotic  $p$ -shell nuclei*,  
Phys. Lett. B **157** (1985), 120–122.
- [Pop93] N. A. F. M. Poppelier, *et al.*,  
*Properties of exotic light nuclei*,  
Z. Phys. A **346** (1993), 11.

- [Rog03] G. V. Rogachev, *et al.*,  
*T=5/2 states in  $^9\text{Li}$  : Isobaric analog states of  $^9\text{He}$* ,  
Phys. Rev. C **67** (2003), 041603(R).
- [ROO] ROOT,  
*A Data Analysis Framework*,  
<http://root.cern.ch/drupal/> , Cern.
- [Sag93] H. Sagawa, *et al.*,  
*Parity inversion in the  $N = 7$  istones and the pairing blocking effect*,  
Phys. Lett. B **309** (1993), 1–4.
- [Sat83] G. R. Satchler,  
*Direct Nuclear Reactions*,  
XOFORD University Press, New York (1983).
- [Sav01] H. Savajols,  
*The SPEG mass measurement pogram at GANIL*,  
Hyperfine Interactions **132** (2001), 245–254.
- [Set85] K. K. Seth, *et al.*,  
*Nuclear structure : Many faces, many probes*,  
Nucl. Phys. A **434** (1985), 287–328.
- [Set87] K. K. Seth, *et al.*,  
*Exotic nucleus Helium-9 and its excited states*,  
Phys. Rev. Lett. **58** (1987), 1930–1933.
- [Sim04] H. Simon, *et al.*,  
*Two- and three-body correlations : breakup of halo nuclei.*,  
Nucl. Phys. A **734** (2004), 323.
- [Ska04] F. Skaza,  
*Structure du noyau exotique  $^8\text{He}$  par les réactions directes  $^8\text{He}(p,p')^8\text{He}$ ,  $^8\text{He}(p,d)^7\text{He}$  et  $^8\text{He}(p,t)^6\text{He}$* ,  
Thèse de doctorat, Université Paris XI, DAPNIA - 04-13-T (2004).
- [SL87] M. G. Saint-Laurent,  
*The LISE spectrometer at GANIL*,  
NIM B **26** (1987), 273–279.
- [Tan99] I. Tanihata,  
*Reactions with Radioactive Ion Beams*,  
Nucl. Phys. A **654** (1999), C235–C251.
- [Tho83] I. J. Thompson,  
*Calculs des réactions à voies couplés en physique nucléaire*,  
<http://www.fresco.org.uk/> (1983).
- [Tho88] I. J. Thompson,  
*coupled reactions channelscalculations in nuclear physics*,  
Comp. Phys. Rep. **7** (1988), 167–212.

- [Tho99] M. Thoennessen, *et al.*,  
*Population of  $^{10}\text{Li}$  by fragmentation*,  
Phys. Rev. C **59** (1999), 111–117.
- [Til93] D. R. Tilley, *et al.*,  
*Energy levels of light nuclei  $A = 16$ – $17$* ,  
Nucl. Phys. A **564** (1993), 1–183.
- [Try06] E. Tryggestad, *et al.*,  
*Parity inversion in  $^9\text{He}$  studied via the  $d(^8\text{He}, p)$  reaction*,  
n'est pas publié (2006).
- [TU60] I. Talmi and I. Unna,  
*Order of levels in the shell model and spin of  $\text{Be}^{11}$* ,  
Phys. Rev. Lett. **4** (1960), 469–470.
- [Val89] L. Valentin,  
*Noyaux et Particules*,  
Hermann (1989).
- [Var91] R. LR. Varner, *et al.*,  
*A global Nucleon optical model potential*,  
Phys. Rep. **201** (1991), 57–119.
- [Vil97] A.C.C. Villari, *et al.*,  
*News from the SPIRAL project at GANIL*,  
Nucl. Phys. A **616** (1997), 21c–28c.
- [Vil03] Antonio C.C. Villari, *et al.*,  
*First results at SPIRAL-GANIL*,  
NIM **204** (2003), 31–41.
- [Vin70] C. M. Vincent, and H. T. Fortune,  
*New Method for Distorted-Wave Analysis of Stripping to Unbound States*,  
Phys. Rev. C **2** (1970), 782.
- [War92] E.K. Warburton, *et al.*,  
*Effective interaction for the  $0p1s0d$  nuclear shell-model space*,  
Phys. Rev. C **46** (1992), 923.
- [Wir02] R. B. Wiringa, S. C. Pieper  
*Evolution of nuclear spectra with nuclear forces*,  
Phys. Rev. Lett. **89** (2002), 182501.
- [Woo54] R. D. Woods, and D.S. Saxon,  
*Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering*,  
Phys. Rev. **95** (1954), 577–578.
- [Yor87] J. Yorkston, *et al.*,  
*Interstrip surface effects in oxide passivated ion-implanted silicon strip detectors.*,  
NIM A **262** (1987), 353–358.

- [Zie] J.F. Ziegler,  
*SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter)*,  
<http://www.srim.org/>.

## A

Amplitude de diffusion, 120

## B

Breit-Wigner, 5, 12, 79, 80, 88, 89, 134

## C

CATS, 24, 28, 29, 35, 37, 40, 42, 44, 47, 131–134, 137

Chambre à réaction, 24, 34, 59

Cinématique inverse, 17, 21–23, 30

CRC, 18, 94, 96, 99, 108, 122, 125

## D

Déphasage, 4, 5, 127

Distribution angulaire, 13, 18, 23, 64, 65, 73, 78, 79, 90, 96

DWBA, 13, 18, 20, 68, 75, 90, 96, 116, 119, 122, 125

## E

Émittance, 23–26

Étalonnage du détecteur CATS, 37

en charge, 37, 38

en position, 40

Étalonnage du télescope MUST2, 49

en énergie (CsI), 55

en énergie (Si), 49–51

en temps de vol, 56, 57, 59

État virtuel, 4, 6, 8, 10, 13

## F

Facteur spectroscopique, 18, 68, 75, 124, 125

Fond physique, 62, 63, 71, 74, 86, 88

## G

GMT, 35

Grille, 45, 46, 48

## H

Hamiltonien, 119, 120, 122, 123

## I

Inversion de parité, 6, 8, 13

## M

MATE, 32–34

Monte-Carlo, 134

MUFEE, 32–35

MUVI, 32–34

## N

Noyaux exotiques, 2, 3, 17, 21, 30

## P

Piédestal, 33, 37, 38, 49–51, 53–55

Plastique, 21, 24, 33, 35, 36, 45, 80, 85

Potentiel optique, 125

## R

Réactions de transfert, 17, 23

Réactions directes, 17, 22, 30, 122



Résonance, 3–5, 7, 10, 11, 79, 80, 88, 96

## S

Sécante hyperbolique, 40, 41

Section efficace, 4, 11, 18, 64, 68, 73–75, 90,  
116, 120, 125, 127

Si(Li), 31

SPEG, 24

SPIRAL, 21, 22, 26, 116

## T

Temps de vol, 21, 24, 27, 30, 33, 36, 37, 51,  
56, 57, 59, 61, 63, 71, 81, 85

## W

Woods-Saxon, 8, 124

## **Étude du noyau ${}^9\text{He}$ par la réaction de transfert $d({}^8\text{He}, p)$ à 15.4 MeV/nucléon.**

L'étude des noyaux légers riches en neutrons à la limite de la stabilité et au-delà suscite un intérêt marqué depuis quelques années car elle offre des tests approfondis de notre compréhension de la structure nucléaire.

Expérimentalement, la disponibilité récente de faisceaux radioactifs avec des intensités suffisantes et le développement de nouveaux systèmes de détection de grande acceptance ont permis de sonder la structure de ces noyaux.

Cette thèse porte sur l'étude de la structure de l' ${}^9\text{He}$ , système  $N = 7$  non lié, via la réaction de transfert d'un neutron  $d({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$  avec l'aide d'un faisceau SPIRAL1. L'objectif principal de l'expérience était de clarifier la structure des états à basse énergie d'excitation de l' ${}^9\text{He}$ , en particulier l'inversion de parité possible de l'état fondamental. L'expérience a été une des premières à utiliser le nouvel ensemble de détection MUST2.

Les statistiques relativement faibles dans la région du seuil d'émission de neutron et les divers fonds physiques, ne permettent pas de conclusion définitive concernant la nature de l'état de plus basse énergie. Des états à des énergies d'excitation plus élevées ont été identifiés. Une comparaison entre les distributions angulaires pour chacune des résonances avec des calculs DWBA et CRC a été effectuée. Les facteurs spectroscopiques ont été estimés pour chaque spin possible.

Mots clés : Structure nucléaire - Réactions directes - Réaction de transfert - État virtuel - Inversion de parité - Résonance - MUST2.

## **Study of ${}^9\text{He}$ nucleus via the transfer reaction $d({}^8\text{He}, p)$ at 15.4 MeV/nucleon.**

The study of the light neutron-rich nuclei at the limits of stability and beyond is an area of considerable interest as it affords an extreme test of our understanding of nuclear structure.

Experimentally, the recent availability of radioactive beams with significant intensities and the development of new high acceptance detection systems have permitted such systems to be explored.

This thesis deals with a study of the structure of the unbound  $N=7$  system  ${}^9\text{He}$  via the single-neutron transfer reaction  $d({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$  at the SPIRAL1 facility. The principal goal of the experiment was to clarify the low-lying level structure of  ${}^9\text{He}$ , in particular the possible parity inversion of the ground state. The experiment was one of the first to employ the new MUST2 Si array.

Owing to the relatively low statistics in the region of threshold and various backgrounds, no definitive conclusion could be drawn regarding the character of the lowest lying state. Higher lying states were identified. Comparison is made with the angular distributions derived for each of the resonances and DWBA and CRC calculations. For each of the possible spin assignments, spectroscopic factors have been estimated.

Key-words : Nuclear structure - Direct reactions - Transfer reaction - Virtual state - Parity inversion Resonance - MUST2.

**Discipline :** Constituants Élémentaires et Physique Théorique